



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY

A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV TELEKOMUNIKACÍ

DEPARTMENT OF TELECOMMUNICATIONS

VLÁKNOVÉ DIFRAKČNÍ STRUKTURY POINT-BY-POINT

THE POINT-BY-POINT FIBER DIFFRACTION STRUCTURES

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Martin Valášek

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. František Urban

BRNO 2017

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Telekomunikační a informační technika**

Ústav telekomunikací

Student: Bc. Martin Valášek

ID: 146986

Ročník: 2

Akademický rok: 2016/17

NÁZEV TÉMATU:

Vláknové difrakční struktury Point-by-Point

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

V teoretické části práce student popíše problematiku vláknových difrakčních struktur vyráběných metodou Point-by-Point. Následně budou rozebrány možnosti modifikací difrakčních struktur a bude proveden návrh konkrétních modelů vedoucích ke změnám tvaru spektra difrakčních struktur. V prostředí MATLAB bude sestavena výchozí difrakční struktura. Cílem práce je simulace alespoň jednoho navrženého modelu společně s porovnáním změny tvaru spektra difrakční struktury.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] KASHYAP, Raman. c1999. Fiber Bragg gratings. 1. San Diego: Academic Press. ISBN 01-240-0560-8.

[2] MARSHALL, Graham D., Robert J. WILLIAMS, Nemanja JOVANOVIĆ, M. J. STEEL a Michael J. WITHFORD. 2010. Point-by-point written fiber-Bragg gratings and their application in complex grating designs. Optics Express. 18(19), 19844-19859. DOI: 10.1364/OE.18.019844. ISSN 1094-4087.

Termín zadání: 1.2.2017

Termín odevzdání: 24.5.2017

Vedoucí práce: Ing. František Urban

Konzultant:

doc. Ing. Jiří Mišurec, CSc.
předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

ABSTRAKT

Diplomová práca sa zaoberá popisom základných princípov a vlastností vláknových mriežok s dlhou periódou (LPFGs). Je rozobraný základný matematický popis týchto mriežok, potrebný k ich modelovaniu a simulácii. Následne sú navrhnuté konkrétne modely vedúce ku zmenám tvaru spektra LPFGs, jedná sa o chirpovanie, apodizáciu a zmeny priemerého indexu lomu n_{avg} . V prostredí MATLAB sú vytvorené programy slúžiace k napočítavaniu dôležitých parametrov LPFGs a súčasne sú simulované jednotlivé modely vedúce ku zmene tvaru spektra LPFGs.

KĽÚČOVÉ SLOVÁ

Braggova mriežka, mriežka s dlhou periódou, optické vlákno, plášťový vid, apodizácia, chirp

ABSTRACT

The diploma thesis described the basic principles and characters of the long period fiber gratings (LPFGs). Our concern was to describe basic mathematical description of these gratings needed to their modelation and simulation. Consequently some exact models leading to changes in the shape of the spectrum LPFGs were suggested, these methods were the chirping, apodization and changes in the average refractive index n_{avg} . In the Matlab environment, programmes for counting the important parametres LPFGs were created and meanwhile each model leading to the change in the shape of the spectrum was simulated.

KEYWORDS

Bragg grating, long period fiber grating, optical fiber, cladding mode, apodization, chirp

VALÁŠEK, Martin *Vláknové difrakční struktury Point-by-Point*: diplomová práca. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav telekomunikací, 2017. 81 s. Vedúci práce bol Ing. František Urban

PREHLÁSENIE

Prehlasujem, že som svoju diplomovou prácu na tému „Vláknové difrakční struktury Point-by-Point“ vypracoval samostatne pod vedením vedúceho diplomovej práce, využitím odbornej literatúry a ďalších informačných zdrojov, ktoré sú všetky citované v práci a uvedené v zozname literatúry na konci práce.

Ako autor uvedenej diplomovej práce ďalej prehlasujem, že v súvislosti s vytvorením tejto diplomovej práce som neporušil autorské práva tretích osôb, najmä som nezasiahol nedovoleným spôsobom do cudzích autorských práv osobnostných a/nebo majetkových a som si plne vedomý následkov porušenia ustanovenia § 11 a nasledujúcich autorského zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorskom, o právach súvisiacich s právom autorským a o zmene niektorých zákonov (autorský zákon), vo znení neskorších predpisov, vrátane možných trestnoprávnych dôsledkov vyplývajúcich z ustanovenia časti druhej, hlavy VI. diel 4 Trestného zákoníka č. 40/2009 Sb.

Brno

.....

(podpis autora)

POĎAKOVANIE

Ďakujem konzultantovi diplomovej práce Ing. Lukášovi Kočímu za cenné pripomienky a rady pri vypracovávaní diplomovej práce.

Brno

.....

(podpis autora)

POĎAKOVANIE

Výzkum popsáný v této diplomové práci byl realizován v laboratořích podpořených z projektu SIX; registrační číslo CZ.1.05/2.1.00/03.0072, operační program Výzkum a vývoj pro inovace.

Brno

.....
(podpis autora)

OBSAH

Úvod	13
1 Teória vláknových mriežok	14
1.1 Vedený a vyžarujúci vid	14
1.2 Braggove mriežky	15
1.3 Mriežky s dlhou periódou LPFGs	17
2 Typy vláknových mriežok	20
2.1 Homogénne mriežky	20
2.2 Apodizované mriežky	21
2.2.1 Apodizácia Gaussovým profilom	21
2.2.2 Apodizácia profilom Sinc	22
2.2.3 Apodizácia profilom Tanh	23
2.3 Chirpované mriežky	24
2.3.1 Chirpované mriežky lineárne	25
2.3.2 Chirpované mriežky so skokovou zmenou [15, 4, 12]	25
2.4 Naklonené mriežky	26
3 Výroba LPFG	29
3.1 Výroba CO_2 laserom	29
3.1.1 LPFGs v konvenčných sklenenných vláknach	29
Termo mechanické modelovanie [25, 26]	30
3.2 Výroba femtosekundovým laserom	31
3.3 Výroba UV žiarením	32
3.3.1 Fotocitlivosť	32
3.3.2 Výroba pomocou amplitúdovej masky	33
3.3.3 Výroba metódou point-by-point	34
4 LPFGs	36
4.1 Teória viazaných vidov v LPFGs	36
4.2 Riešenie rovníc viazaných vidov	39
4.3 Analýza jadrového vidu	41
4.4 Teória dvoj-vrstvového a troj-vrstvového modelu	42
4.4.1 Analýza plášťových vidov - dvoj-vrstvový model	43
4.4.2 Analýza plášťových vidov - troj-vrstvový model	44
4.5 Riešenie LPFG novou maticovou metódou	45
4.6 Otočný bod v LPFGs	47
4.7 Citlivosť v LPFGs	49

4.7.1	Teplotná citlivosť	49
4.7.2	Tlaková citlivosť	49
4.7.3	Citlivosť zmeny indexu lomu	50
5	Praktická časť	51
5.1	Výpočet n_{eff} a Λ	52
5.2	Homogénne mriežky	54
5.3	Návrh negomogénnych LPFGs mriežok	58
5.3.1	Apodizované mriežky	59
	Apodizácia Gaussovým profilom	60
5.3.2	Lineárne chirpované LPFGs	66
5.3.3	Apodizované-chirpované LPFGs	68
6	Záver	71
	Literatúra	73
	Zoznam symbolov, veličín a skratiek	78
A	Prílohy	81
A.1	Vyhodnotené odsimulované dáta	81
A.2	Zdrojové kódy	81

ZOZNAM OBRÁZKOV

1.1	Konštanty vedených vidov a typické rozloženie v optickom vlákne. ($-$) β^{01} a ($-$) β^{11} sú konštanty šírenia pre najnižší rád plášťových vidov a ($-$) β_{01} je konštanta šírenia pre jadrový vid [4, 10].	15
1.2	Znázornenie geometrickej optiky v: a) FBG, b) LPFG [3].	16
1.3	(a) Schématický nákres Braggovej vláknovej mriežky, (b) popisuje typický odrazený a prenesený signál, iba vlnová dĺžka svetla, λ_{Bragg} , ktorá splňuje Braggovu rovnicu, je odrazená [4].	17
1.4	Štruktúra Braggovej mriežky a mriežky s dlhou periódou [13].	18
1.5	Schématický nákres naviazania spolušíracieho sa vidu pre LPFG.	19
1.6	(a) Schématický nákres LPFG, (b) popisuje útlmové pásmo v pre- nosovom spektre vlnových dĺžok $\lambda_1 - \lambda_4$, ktoré spĺňajú podmienky fázového prispôsobenia [4].	19
2.1	Štruktúra homogénnej mriežky [15].	20
2.2	Apodizácia vláknovej mriežky profilom sinc.	22
2.3	Apodizačný profil tanh pre rozdielne hodnoty parametru skrátenia [22].	23
2.4	Štruktúra Chirpovanej mriežky [15].	24
2.5	Štruktúra Chirpovanej lineárnej mriežky s dĺžku L a s N sekciami [15].	25
2.6	Štruktúra chirpovanej skokovej mriežky s dĺžku L a s N sekciami [15].	26
2.7	Štruktúra TFBG [37].	27
2.8	Prenosové spektrum: a) nenaklonenej mriežky, b) 4°-náklon, c) 8°- náklon, d) 12°-náklon FBG vpísanej do klasického jednovidového vlákna [38].	27
3.1	Typický diagram výroby LPFGs pomocou point-by-point metódy s CO_2 laserom [34].	30
3.2	Typický diagram výroby LPFGs pomocou femtosekundového laseru [28].	31
3.3	Usporiadanie výroby LPFGs pomocou amplitúdovej masky.	33
3.4	Výroba LPFGs pomocou UV žiarenia a) point-by-point a b) ampli- túdová maska [34].	34
3.5	Výroba LPFGs pomocou point-by-point techniky [7].	35
4.1	Naväzovanie vedeného jadrového vidu do plášťových vidov v LPFGs [25].	38
4.2	a) dvoj-vrstvový model a b) troj-vrstvový model v optickom vlákne [7].	43
4.3	LPFGs rezonancie pre naviazané plášťové vidy zobrazené graficky, priesečníkom disperznej funkcie $\Phi(\lambda)$ a periódou mriežky [35].	48
5.1	Určenie vzorkov a parametrov vrstiev pre point-by-point metódu [2].	51
5.2	Periódou mriežky Λ ako funkcia rezonančnej vlnovej dĺžky λ_{rez}	53

5.3	Spektrum priepustnosti LPFG s $\Lambda = 483 \mu\text{m}$, $\delta n = 1 \times 10^{-5}$ a $L = 5 \text{ cm}$, ktoré umožňujúci naviazanie LP_{05} plášťového vidu na rezonančnej vlnovej dĺžke 1450 nm	54
5.4	Spektrum priepustnosti LPFG s $\Lambda = 483 \mu\text{m}$, $\delta n = 1,5 \times 10^{-5}$ a $L = 5 \text{ cm}$, ktoré umožňujúci naviazanie LP_{05} plášťového vidu na rezonančnej vlnovej dĺžke 1450 nm	55
5.5	Spektrum priepustnosti LPFG s $\Lambda = 483 \mu\text{m}$, $\delta n = 2,5 \times 10^{-5}$ a $L = 5 \text{ cm}$, ktoré umožňujúci naviazanie LP_{05} plášťového vidu na rezonančnej vlnovej dĺžke 1450 nm	55
5.6	Spektrum priepustnosti LPFG s $\Lambda = 483 \mu\text{m}$, $\delta n = 3,5 \times 10^{-5}$ a $L = 5 \text{ cm}$, ktoré umožňujúci naviazanie LP_{05} plášťového vidu na rezonančnej vlnovej dĺžke 1450 nm	56
5.7	Spektrum priepustnosti LPFG s $\Lambda = 483 \mu\text{m}$, $\delta n = 2 \times 10^{-5}$ a $L = 10 \text{ cm}$	57
5.8	Spektrum priepustnosti LPFG s $\Lambda = 483 \mu\text{m}$, $\delta n = 2 \times 10^{-5}$ a $L = 20 \text{ cm}$	57
5.9	Spektrum priepustnosti LPFG s $\Lambda = 483 \mu\text{m}$, $\delta n = 1 \times 10^{-5}$ a $L = 20 \text{ cm}$	58
5.10	Schématický diagram apodizovanej LPFG.	59
5.11	Rozdelenie vláknovej mriežky na sériu mriežkových sekcií s konštantnou periódou mriežky, Λ a určitým profilom apodizácie $\delta n = \delta n(z)$	60
5.12	Porovnanie spektra priepustnosti homogénnej, štandardne apodizovanej a čisto apodizovanej mriežky. $L = 4 \text{ cm}$, $\delta n = 3,5 \times 10^{-5}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$, $\Lambda = 483 \mu\text{m}$ pre vid LP_{05}	61
5.13	Spektrálna závislosť priepustnosti LPFG so štandardne apodizovaným Gaussovým profilom, $L = 4 \text{ cm}$, $\delta n = 3,5 \times 10^{-5}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$, $\Lambda = 483 \mu\text{m}$ pre vid LP_{05}	61
5.14	Spektrálna závislosť priepustnosti LPFG so štandardne apodizovaným Gaussovým profilom, $L = 4 \text{ cm}$, $\delta n = 3,5 \times 10^{-5}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$, $\Lambda = 483 \mu\text{m}$ pre vid LP_{05}	62
5.15	Posun λ_{rez} v dôsledku zmeny δn . Jedná sa o štandardne apodizovanú LPFG s $L = 4 \text{ cm}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$, $\Lambda = 483 \mu\text{m}$ pre vid LP_{05}	62
5.16	Spektrálna závislosť priepustnosti mriežok s čisto apodizovaným Gaussovým profilom, $L = 4 \text{ cm}$, $\delta n = 3,5 \times 10^{-5}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$, $\Lambda = 483 \mu\text{m}$ pre vid LP_{05}	63
5.17	Závislosť priepustnosti homogénnych a čisto apodizovaných mriežok s Gaussovým profilom na zmene δn , $L = 4 \text{ cm}$, $\beta = 1$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$, $\Lambda = 483 \mu\text{m}$ pre vid LP_{05}	64
5.18	Závislosť nárastu postranných lalokov v homogénnych a čisto apodizovaných mriežkach s Gaussovým profilom na zmene δn , $L = 4 \text{ cm}$, $\beta = 1$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$, $\Lambda = 483 \mu\text{m}$ pre vid LP_{05}	64

5.19	Závislosť priepustnosti homogénnych a čisto apodizovaných mriežok s Gaussovým profilom na zmene L , $\delta n = 3 \times 10^{-5}$, $\beta = 1$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$, $\Lambda = 483 \mu\text{m}$ pre vid LP_{05}	65
5.20	Závislosť nárastu postranných lalokov v homogénnych a čisto apodizovaných mriežkach s Gaussovým profilom na zmene L , $\delta n = 3 \times 10^{-5}$, $\beta = 1$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$, $\Lambda = 483 \mu\text{m}$ pre vid LP_{05}	66
5.21	Chirpovaná lineárna mriežka s dĺžkou L a s N sekciami s periódou Λ_i	66
5.22	Spektrálna charakteristika lineárne chirpovanej mriežky, $L = 4 \text{ cm}$, $\delta n = 3 \times 10^{-5}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$, $\Lambda = 483 \mu\text{m}$ pre vid LP_{05}	67
5.23	Spektrálna charakteristika lineárne chirpovanej mriežky, $L = 4 \text{ cm}$, $\delta n = 3 \times 10^{-5}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$, $\Lambda = 483 \mu\text{m}$ pre vid LP_{05}	68
5.24	Spektrálna charakteristika lineárne chirpovanej mriežky s rozdielnymi hodnotami L , $\delta n = 3 \times 10^{-5}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$, $\Lambda = 483 \mu\text{m}$ pre vid LP_{05}	68
5.25	Apodizovaná-chirpovaná mriežka s dĺžkou L a s i sekciami.	69
5.26	Apodizovaná-chirpovaná mriežka s dĺžkou $L = 4 \text{ cm}$, $\delta n = 2 \times 10^{-5}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$, $\Lambda = 483 \mu\text{m}$ pre vid LP_{05}	69

ZOZNAM TABULIEK

5.1	Vstupné parametre simulácie	52
5.2	Výpočet n_{eff} jadrového vidu (LP_{01}), plášťových vidov ($LP_{02} - LP_{06}$) a periódy mriežky Λ pomocou 2-vrstvového modelu.	53

ÚVOD

Od objavenia optických vlákien uplynula už pomerne dlhá doba a my sa stále viac a viac presviedčame o ich nenahraditeľnom mieste v našom živote. Ich nenahraditeľná potreba nie je len v telekomunikačnej oblasti, ale napr. aj v oblasti senzorov, lekárstve atď. Pri ich výskume sa postupne objavovali nové a nové poznatky, ktoré viedli k objaveniu vláknových mriežok. Tie sa stávajú veľmi dôležité v rôznych oblastiach a ich vplyv v rôznych oblastiach je neoddyskutovateľný. Už v roku 1978 Hill a spol. predviedli možnosť zápisu stálej mriežky v jadre optického vlákna pomocou dvoch interferujúcich svetelných lúčov [9]. Až dlhoročným výskumom sa začalo objasňovať, že kľúč k fotocitlivosti na ultrafialovom žiarení UV (ultraviolet) sú Germániu-Oxidové deficitné centrá v Germániu dopovanom vlákne.

Bežne sa používajú dva typy vláknových mriežok. Sú to Braggove vláknové mriežky FBGs (Fiber Bragg Gratings), ktorých perióda je okolo $1\mu\text{m}$ a mriežky s dlhou periódou LPFGs (Long Period Fiber Gratings), s periódou až 1 mm [6]. Cieľom tejto práce je popísať princíp vláknových mriežok a zamerať sa na mriežky s dlhou periódou.

Prvá kapitola sa venuje popísaniu difrakčných štruktúr v optickom vlákne a definovaniu hlavných rozdielov medzi FBGs a LPFGs.

Druhá kapitola sa venuje popísaniu typov vláknových mriežok. Bude prevedenný popis od jednoduchých homogénnych mriežok cez analýzu vplyvu profilov apodizácie až po analýzu profilov chirpu vláknových mriežok. V tejto kapitole si načrtne aj hlavný princíp naklonených mriežok.

Tretia kapitola je venovaná metódam výroby pomocou rôznych druhov laserov. Najrozsiahlejšie je spracovaná časť venovaná výrobe pomocou UV žiarenia, pretože to bolo hlavným bodom tejto diplomovej práce. Konkrétne bola rozobratá výroba metódou point-by-point a pomocou amplitúdovej masky.

Štvrtá kapitola sa zaoberá detailným popísaním LPFGs. Boli rozobrané dôležité parametre, ktoré sa nám spájajú s týmto druhom mriežok. V tejto kapitole je detailný matematický popis LPFGs.

Posledná piata kapitola je praktickou časťou tejto diplomovej práce. Zaoberá sa vytvorením jednoduchých programov, pomocou ktorých sú vypočítané a simulované konkrétne mriežky. Prakticky je ukázaný vznik tzv. „Otočného bodu (TAP)“, ktorý je s veľkou výhodou využívaný v senzorických aplikáciach. Následne sú rozoberané homogénne mriežky, apodizované a chirpované.

1 TEÓRIA VLÁKNOVÝCH MRIEŽOK

V tejto kapitole si popíšeme difrakčné štruktúry v optických vláknach, ktoré sú charakterizované periodickými alebo kváziperiodickými zmenami indexu lomu vytvorenými pozdĺž osy vlákna.

Hlavnou vlastnosťou týchto štruktúr je rozptyl svetla, ktorý je závislý na rozložení zmien indexu lomu. Vytvárajú sa tak difrakčné minimá a maximá priechodu alebo odrazu svetla vo vlákne. Parametre týchto miním a maxím, teda konkrétne vlnová dĺžka a frekvencia, sú riadené parametrami mikroštruktúrnych zmien indexu lomu [13].

Načrtneme si rozdiel medzi týmito štruktúrami, pričom sa zameriame na porovnanie rozdielu medzi mriežkami s krátkou periódou a mriežkami s dlhou periódou.

1.1 Vedený a vyžarujúci vid

V optickom vlnovode je „vid“ označením pre šírenie elektromagnetických vln, ktorými sa prenáša energia. V bezstrátovom neprerušenom systéme je táto energia prenášaná cez optické vlákno pri určitej uhlovej frekvencii ω a pri konečnom počte vidov. Tieto vidy sú vedené vo vnútri jadra s určitou konštantou šírenia β , ktorá je funkciou vlnovej dĺžky optického zdroja a vlastnosťami vlákna. Z Maxwellových rovníc je veľmi dôležitá vlnová rovnica pre elektromagnetické vlny, ktoré sa šíria pozdĺž optického vlákna valcového tvaru. Túto rovnicu vieme pre rovinu z pre zložky E_z a H_z napísať ako:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + (k^2 - \beta^2 - \frac{1}{r^2}) \psi = 0, \quad (1.1)$$

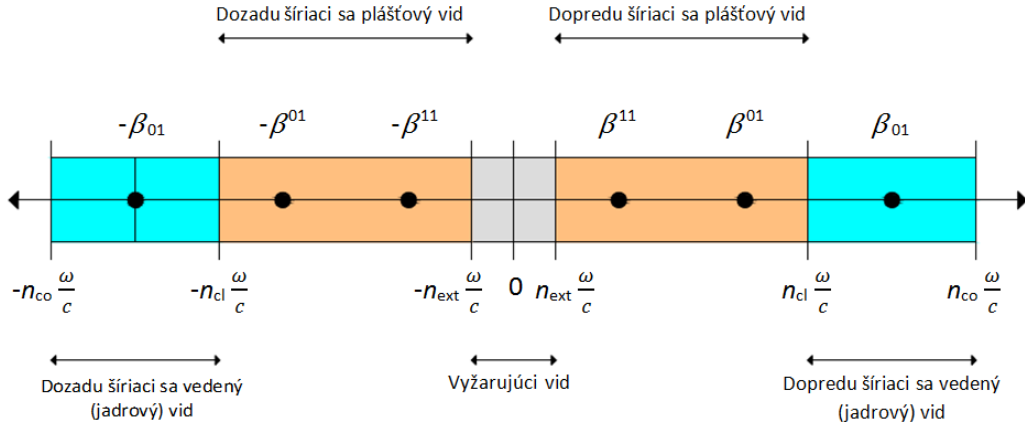
kde $\psi = E_z, H_z$, r sú radiálne súradnice, β je konštanta šírenia, $k = \frac{\omega^2 n^2}{c}$, $\omega = 2\pi f$ je uhlová frekvencia [7]. Konštanta šírenia β vyjadruje fázu vidov a amplitúdové kolísanie. Túto konštantu vieme zapísať ako:

$$\beta = \frac{\omega n_{\text{eff}}}{c} = \frac{2\pi n_{\text{eff}}}{\lambda}, \quad (1.2)$$

n_{eff} sa nazýva efektívny index lomu pre šíriaci sa vid. Pre šíriace vidy vnútri jadra diskkrétne hodnoty pre β sú obmedzené na:

$$n_{\text{cl}} k < |\beta| < n_{\text{co}} k, \quad (1.3)$$

kde k je konštanta šírenia vo voľnom priestore, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. n_{cl} a n_{co} sú indexy lomu v plášti a jadre optického vlákna. Vpred ($\beta > 0$) a vzad ($\beta < 0$) šíriace konštanty vo vedenom vide a ich pozície sú zobrazené na obr. 1.1 [8].



Obr. 1.1: Konštanty vedených vidov a typické rozloženie v optickom vlákne. $(-)\beta^{01}$ a $(-)\beta^{11}$ sú konštanty šírenia pre najnižší rád plášťových vidov a $(-)\beta_{01}$ je konštantá šírenia pre jadrový vid [4, 10].

Vyžarujúci vid tiež spĺňa Maxwellove rovnice a okrajové podmienky, hoci na rozdiel od vedených vidov tu existuje nekonečný počet nešíracich sa vidov, ktoré spôsobujú úbytok energie z vedených vidov. Niektoré tieto vidy sú naviazané do vnútra vlákna reakciami plášť/vzduch. Tieto vidy sú pomenované ako **plášťové vidy**. V LPFGs, ktoré spájajú šírenie jadrom a plášťovým vidom, diskkrétne konštanty šírenia plášťových vidov sú obmedzené na (v prípade, že plášť je obklopený médiom s nižším indexom lomu, n_{ext} [4]:

$$n_{ext}k < |\beta| < n_{cl}k. \quad (1.4)$$

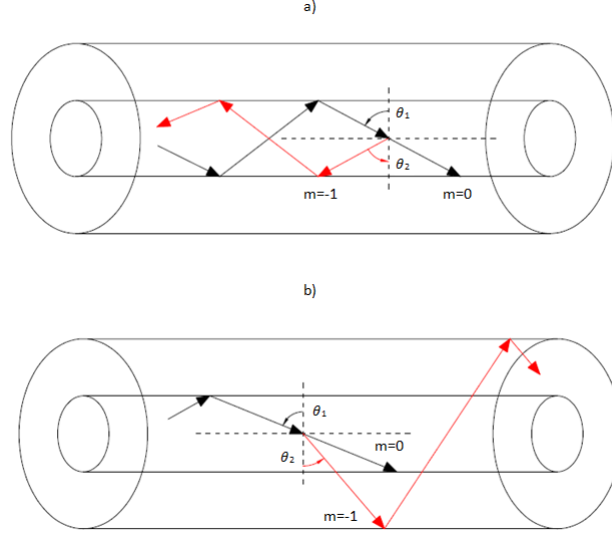
Naväzovanie vedených vidov teda môže mať za následok buď spolušíriace sa naväzovanie, v ktorom plášťové vidy smerujú rovnakým smerom ako vedené vidy, alebo späťnešíriacie naväzovanie, v ktorom sa vidy môžu pohybovať v smere opačnom ako vedené vidy. Tento rozdiel môžeme označiť ako **zásadný** rozdiel medzi FBGs a LPFGs.

1.2 Braggove mriežky

Braggove vláknové mriežky sú tvorené trvalou periodickou alebo kváziperiodickou zmenou indexu lomu jadra pozdĺž jeho osy s peródou Λ a amplitúdou δn . Tieto mriežky fungujú ako optický frekvenčný filter, to znamená, že spektrálne zložky svetla, ktoré vstupujú do mriežky a zároveň spĺňajú navrhnuté parametre, sú odrazené späť. Ostatná časť spektra je prepustená. Braggova vláknová mriežka je schématicky znázornená na obr. 1.3. Schopnosť presne predvoliť a udržiavať vlnovú dĺžku

mriežky je základným rysom a výhodou Braggovej vláknovej mriežky. Vlnová dĺžka, pri ktorej sa svetlo odráža s najväčšou efektívnosťou, sa nazýva Braggova rezonančná dĺžka λ_{Bragg} .

Na obr. 1.2 vidíme: a) difrakciu FBG, v ktorej prebieha naväzovanie medzi vedenými vidmi šíriacimi sa v opačnom smere a b) difrakciu LPFG, v ktorej prebieha naväzovanie medzi spolušíriacimi sa vedenými a plášťovými vidmi [3].



Obr. 1.2: Znázornenie geometrickej optiky v: a) FBG, b) LPFG [3].

Vláknové mriežky sú len optický difrakčný prvok, ktorého účinok na dopadajúce vlny na mriežke, pod určitým uhlom θ_1 , môžeme popísať pomocou rovnice:

$$n_{\text{co}} \sin \theta_2 = n_{\text{co}} \sin \theta_1 + N \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad (1.5)$$

kde θ_2 je uhol difrakcie vlny, N je stupeň difrakcie a n_{co} je index lomu jadra.

Pretože konštanta šírenia β je daná vzťahom 1.2 a $n_{\text{eff}} = n_{\text{co}} \sin \theta$, vieme rovnicu 1.5 pre vedený vid napísať ako:

$$\beta_{\text{cl}} = \beta_{\text{co}} + N \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (1.6)$$

V optických vláknach dominuje difrakcia prvého stupňa, táto situácia zodpovedá hodnote $N = -1$ v rovnici 1.6. Ak použijeme túto rovnicu a hodnota $\beta_{\text{cl}} \ll 0$, rezonančná vlnová dĺžka pre odraz vidu s indexom $n_{\text{eff}-1}$ do vidu s indexom $n_{\text{eff}-2}$ bude:

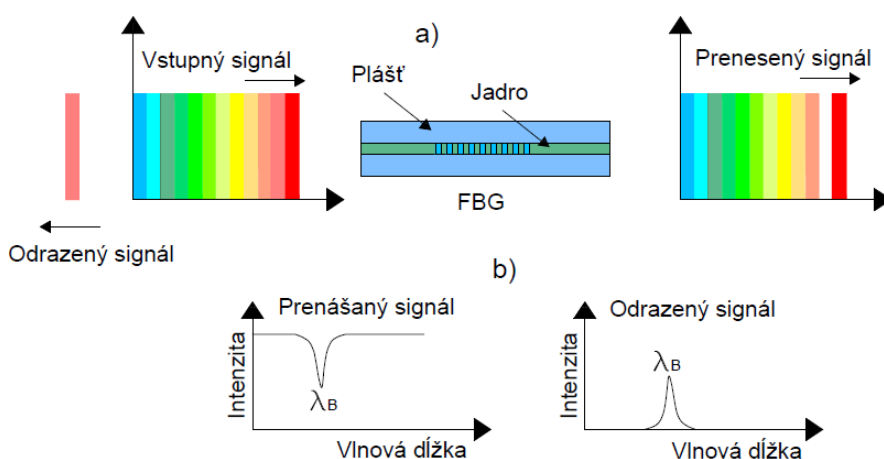
$$\lambda = (n_{\text{eff}-1} + n_{\text{eff}-2})\Lambda. \quad (1.7)$$

Ak sú dva vidy rovnaké, dostávame závislosť medzi Braggovou rezonančnou vlnovou dĺžkou a priestorovou periódou mriežky [2]:

$$\lambda_{\text{Bragg}} = \frac{2n_{\text{eff}}\Lambda}{N}, \quad (1.8)$$

kde λ_{Bragg} je Braggova rezonančná vlnová dĺžka, n_{eff} je efektívny vidový index, Λ je priestorová perióda mriežky a N je prirodzené číslo vyjadrujúce rád periódy mriežky. Vzhľadom k teplotnej a deformačnej závislosti parametrov n_{eff} a Λ , vlnová dĺžka odrazeného signálu je tiež závislá na teplote a/alebo deformácii (namáhaní). Táto závislosť je dobre známa, čo umožňuje stanovenie teploty alebo mechanického napätia z odrazenej FBG vlnovej dĺžky.

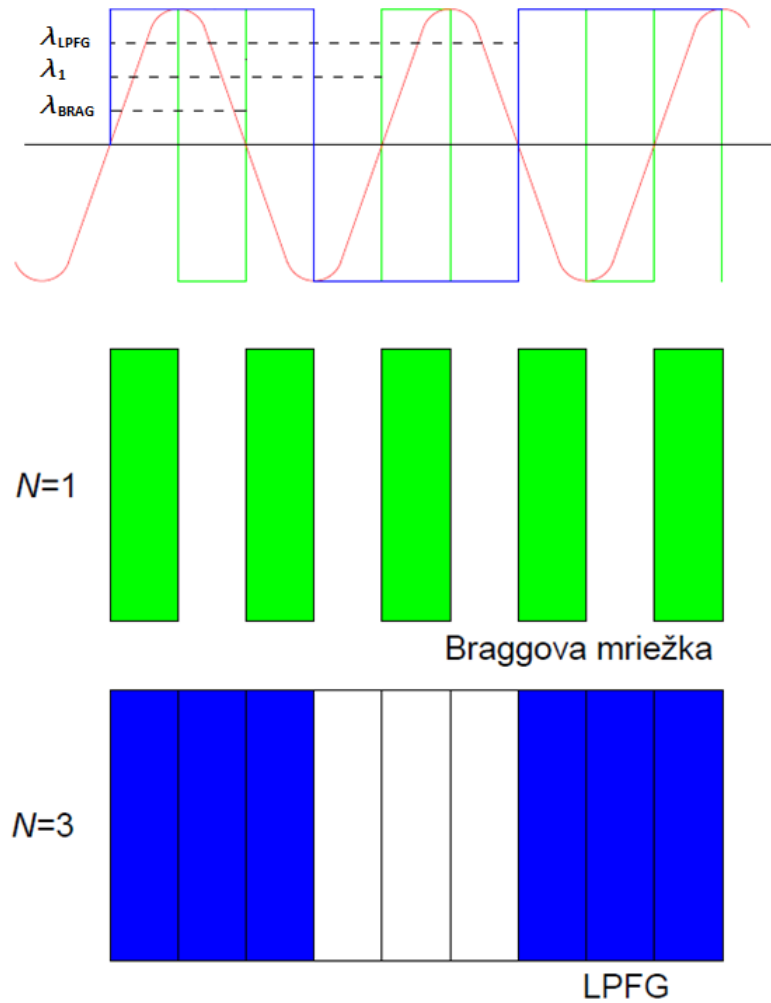
Na obr. 1.4 je znázornený rozdiel FBG a LPFG, kde λ_1 je dĺžka vlny svetla vo vlákne. Prvá štruktúra s indexom $N = 1$ je Braggova mriežka s periódou Λ ($N = 1$). Tieto mriežky musia spĺňať Braggovu podmienku, to znamená, že priestorová perióda indexových zmien mriežky je rovná polovici dĺžky vlny svetla vo vlákne. Naopak, LPFGs musia splňovať podmienku, že v jednej perióde indexu lomu budú obsahovať celistvý násobok polovici dĺžky vlny svetla vo vlákne. Na obrázku je vidieť štruktúra s $N = 3$ a $\Lambda(N = 3)$ [13].



Obr. 1.3: (a) Schématický náčrt Braggovej vláknovej mriežky, (b) popisuje typický odrazený a prenesený signál, iba vlnová dĺžka svetla, λ_{Bragg} , ktorá spĺňa Braggovu rovnicu, je odrazená [4].

1.3 Mriežky s dlhou periódou LPFGs

Druhým typom vláknových mriežok sú mriežky s dlhou periódou, ktorých perióda je typicky v rozmedzí od menej ako $100 \mu\text{m}$ do 1 mm . Tento druh mriežok podporuje naväzovanie medzi šíriacim sa jadrovým vidom a spolušíriacim sa plášťovým vidom. Toto naväzovanie nastáva v jednovidových vláknach na základe toho, že energia

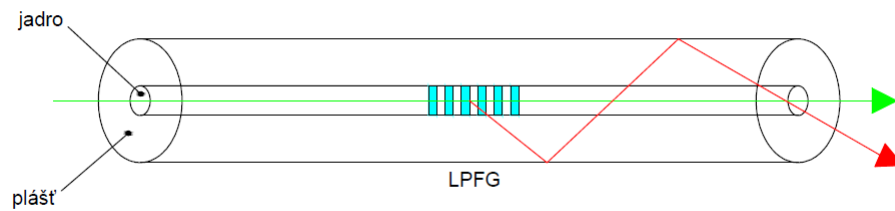


Obr. 1.4: Štruktúra Braggovej mriežky a mriežky s dlhou periódou [13].

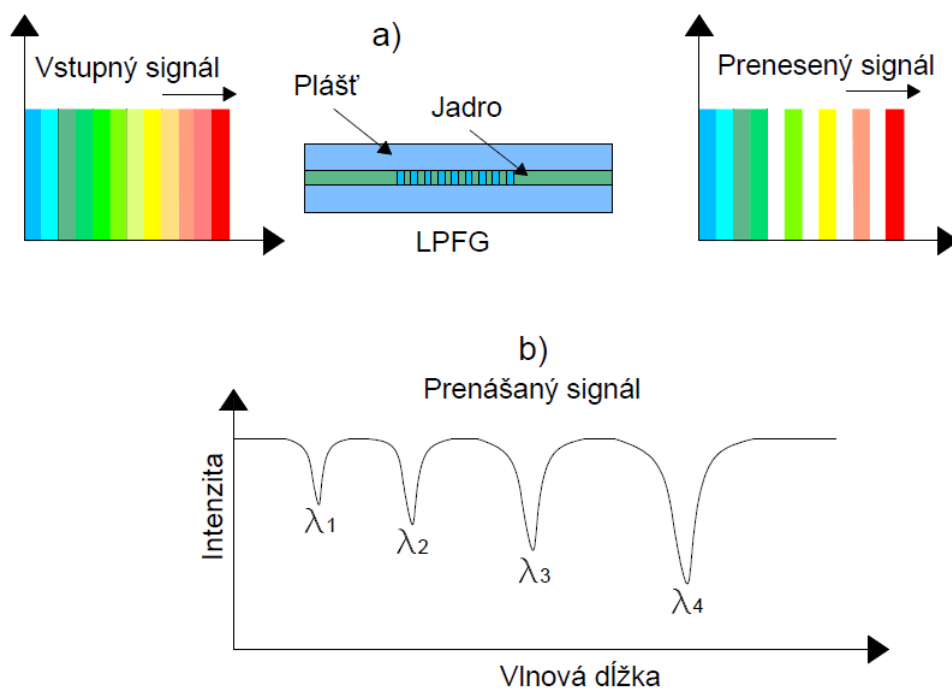
šíriaca sa v jadrovom vide nemôže byť prevedená na iný vid vnútri jadra. Z tohto dôvodu, energia môže byť naviazaná iba do plášťového vidu, viď. obr. 1.5.

Ako sme si už popisovali v predchádzajúcej podkapitole, na obr. 1.4 vidíme, že LPFGs musia spĺňať podmienku, že v jednej perióde indexu lomu budú obsahovať celistvý násobok polovici dĺžky vlny svetla vo vlákne. Na obrázku je vidieť štruktúra s $N = 3$ a $\Lambda(N = 3)$ [13].

Ďalším rozdielom medzi FBGs a LPFGs je postup výroby. LPFGs môžeme realizovať postupným zápisom zmien indexu lomu do vlákna a nie je teda potreba využitia fázovej masky a následne i potrebnej interferencie pre výrobu. Vďaka využitiu technológie postupného zápisu je možné realizovať mriežky s premenlivou periódou [13]. Pri výrobe týchto mriežok pomocou UV žiarenia sú používané dve metódy, pomocou amplitúdovej masky a metódou point-by-point.



Obr. 1.5: Schématický nákras naviazania spoluširacieho sa vidu pre LPFG.



Obr. 1.6: (a) Schématický nákras LPFG, (b) popisuje útlmové pásmo v prenosovom spektre vlnových dĺžok $\lambda_1 - \lambda_4$, ktoré spĺňajú podmienky fázového prispôsobenia [4].

Podrobný popis týchto mriežok bude rozoberaný v kapitole 4, kde sa budeme zaoberať konkrétnymi parametrami a metódami popisujúcimi tento typ difrakčných štruktúr.

2 TYPY VLÁKNOVÝCH MRIEŽOK

V tejto kapitole bude popísaná analýza základných parametrov jednoduchých homogénnych mriežok a analýza vplyvu apodizácie a chirpu vláknových mriežok. Obecne môžeme povedať, že vláknové mriežky môžeme rozdeliť do viacerých kategórií, ktoré sa líšia v mriežkovej perióde (môže byť stála alebo narastajúca) a v modulácii indexu lomu. Podľa uvedených faktorov môžeme mriežky rozdeliť na:

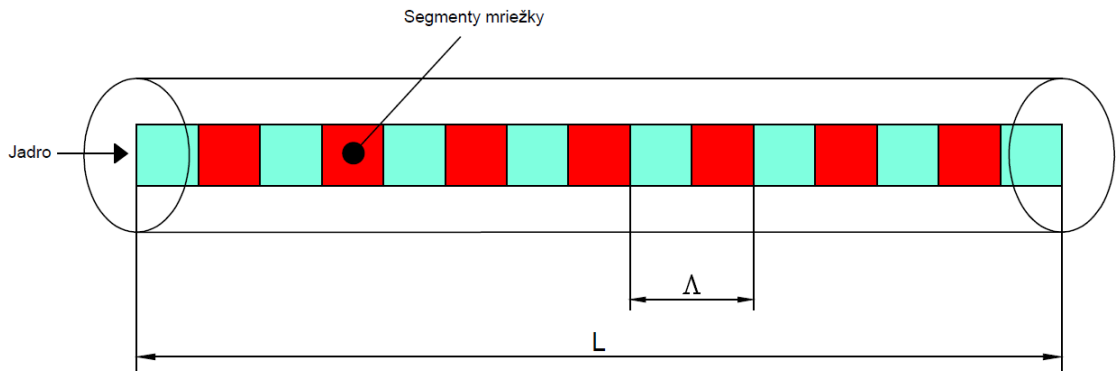
1. Homogénne
2. Apodizované
3. Čirpované
4. S naklonenými segmentami mriežky (Tilted)

2.1 Homogénne mriežky

Homogénnu vláknovú mriežku si vieme predstaviť ako mriežku, kde fázové „čelá“ sú kolmé na pozdĺžnu os mriežky s konštantnou periódou, Λ_0 . Pri osvite UV lúčom jednej časti vlákna, vlákno je posunuté o vzdialenosť Λ_0 , toto sa opakuje do momentu, kým je vyrobený požadovaný počet periód vláknovej mriežky. Nasledujúce rovnice popisujú výrobu jednej periódy homogénnej mriežky:

$$\Lambda_1 = \Lambda_2 = \dots = \Lambda_N = \Lambda_0, \quad (2.1)$$

$$L = \sum_{i=1}^N \Lambda_i. \quad (2.2)$$



Obr. 2.1: Štruktúra homogénnej mriežky [15].

Spektrálna odozva homogénnych mriežok obsahuje postranné zložky po oboch stranách hlavnej zložky signálu. Tieto zložky sú pre väčšinu aplikácií nežiaduce a môžu byť potlačené vhodným profilom apodizácie, viď časť **Apodizované mriežky**.

2.2 Apodizované mriežky

Ak si predstavíme, že vláknové mriežky nie sú nekonečne dlhé, tak vieme povedať, že majú svoj začiatok a koniec. Čiže v jednom mieste začnú a v druhom končia. Fourierova transformácia takejto funkcie (obdĺžnik) sa získa funkciou \sin s príslušnými postrannými zložkami v odrazenom spektre. Napríklad, transformáciou Gaussovej krivky je tiež Gaussova, bez postranných zložiek. Mriežka, ktorá ma podobný profil lomu amplitúdovej modulácie, podstatne znižuje postranné zložky v odrazenom spektre. Potlačenie postranných zložiek, ktoré postupne zvyšuje koeficient naviazania v smere „do“, ako aj postupne znižuje v smere „z“ sa nazýva **apodizácia**. Apodizáciu si môžeme teda predstaviť ako zmenu hĺbky modulácie pozdĺž mriežky.

Zavedením vhodného profilu apodizácie vieme teda podstatne ovplyvňovať tvar spektrálnej charakteristiky mriežky a zvyšovať tak odstup signálu od šumu. Profily apodizácie sú [12]:

- Apodizácia Gaussovým profilom
- Apodizácia profilom Raised-cosine
- Apodizácia profilom Tanh
- Apodizácia profilom Sine
- Apodizácia Hammingovým profilom
- Apodizácia profilom Sinc, atď.

Ak si predstavíme homogénnu mriežku vytvorenú v jadre optického vlákna, ktorá má index lomu jadra n_{co} , index lomu tejto mriežky môžeme zapísať ako:

$$n(z) = n_{co} + \delta n \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda} z + \phi \right) \right], \quad (2.3)$$

kde z je súradnica súhlasná s osou vlákna, δn je fotoindukovaná zmena indexu lomu a ϕ je fázový posun [44].

V ďalších podkapitolách sa budeme zaoberať práve týmto parametrom $\delta n = \delta n(z)$, ktorý predstavlja apodizačnú funkciu.

2.2.1 Apodizácia Gaussovým profilom

Tento profil apodizácie môžeme označiť za jeden z najpoužívanejších. Pri apodizácii Gaussovým profilom je závislosť $\delta n = \delta n(z)$ tvorená časťou Gaussovej krivky so strednou hodnotou $\frac{L}{2}$ a smerodatnou odchýlkou danou parametrom β , ktorý je daný rovnicou [2]:

$$\sigma = \sqrt{\frac{N^2}{2\beta}}, \quad (2.4)$$

kde N je počet odoberaných vzorkov.

Gaussový profil je matematická funkcia, kedy vzorky toho profilu pre $i = 1, 2, \dots, N$ sú odoberané na základe rovnice:

$$\delta n(z) = \delta n_{\max} e^{\left[-\beta \left(\frac{2i-1-N}{2N}\right)^2\right]}, \quad (2.5)$$

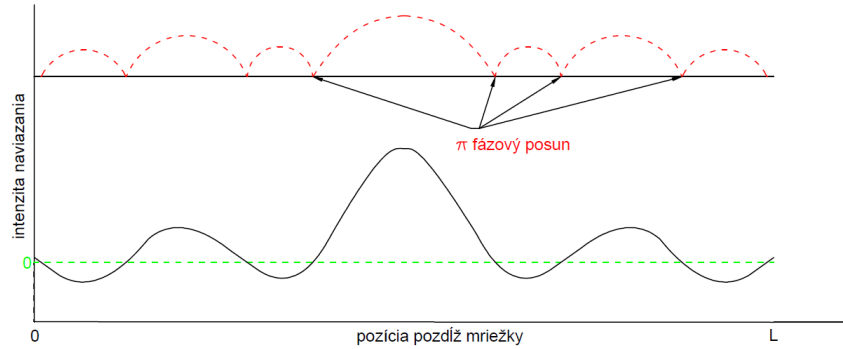
kde δn je apodizačná funkcia, β je Gaussova šírka. So zvyšujúcou sa hodnotou tejto Gaussovej šírky sa znižujú postranné zložky v spektre [21, 2].

2.2.2 Apodizácia profilom Sinc

Mnoho aplikácií požaduje väčšiu mieru spektrálnej odozvy, ktorú možno realizovať len pomocou sotisfikovaných apodizačných profilov. Jedným z takýchto profilov je Sinc profil. Sinc profil je matematická funkcia, kedy vzorky toho profilu pre $i = 1, 2, \dots, N$ sú odoberané na základe rovnice:

$$\delta n(z) = \delta n_{\max} \left[\frac{\sin(x)}{x} \right], \quad x = \frac{2\pi(2i-1-N)}{2N}, \quad 0 \leq i \leq N. \quad (2.6)$$

Aby bolo možné vyrobiť takúto mriežku, je potrebné zaviesť fázový posun $\frac{\pi}{2}$ pre zmenu znamienka naviazania amplitúdy. Požadovaný profil apodizácie je dosiahnutý kombináciou prekladovej funkcie $x(z)$, ktorá definuje absolútnu hodnotu naviazanej amplitúdy, so $\frac{\pi}{2}$ zmenou fázy pri každom prechode nulou [16].



Obr. 2.2: Apodizácia vláknovej mriežky profilom sinc.

Požadovaná naviazaná amplitúda sa dá popísať vzťahom:

$$|K_S(z)| = K_0 \left| \text{sinc} \left(\frac{2\pi z}{L/N_0} \right) \right|, \quad (2.7)$$

kde L je dĺžka mriežky a N_0 je počet sinc oscilácií v mriežke. Skutočné miesto naviazanej amplitúdy v point-by-point mriežkach je závislé na posune zmeny indexu

lomu od stredu jadra podľa:

$$|K(z)| = K_0 \exp \left[- \left(\frac{4x(z)}{w} \right)^2 \right], \quad (2.8)$$

kde w je $\frac{1}{e^2}$ šírka jadrového vidu. Týmto dostávame prekladovú funkciu:

$$x(z) = \frac{w}{4} \sqrt{-\ln |\operatorname{sinc}(2\pi z N_0/L)|}, \quad (2.9)$$

ktorá musí byť zkrátená na určitú maximálnu hodnotu X_{\max} v limite $K \rightarrow 0$, $x \rightarrow \infty$ [16, 17]. Na každom z týchto maxím v $x(z)$, ktoré korešpondujú s prechodom v nule v požadovanej sinc apodizácii, π fázový posun je pripravený zmeniť znamienko $K(z)$.

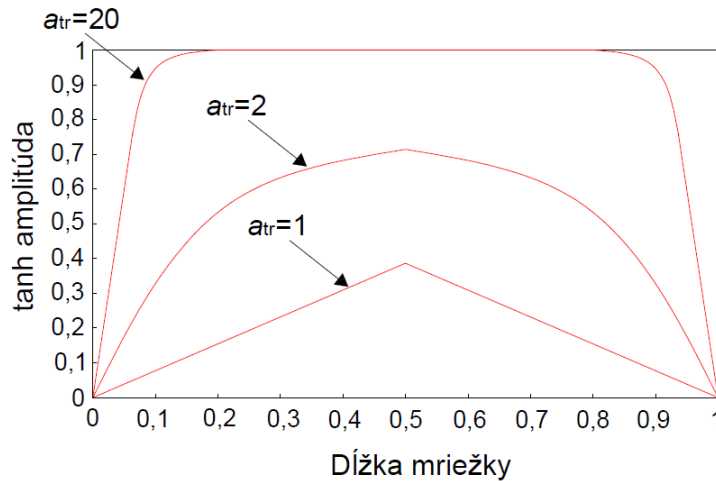
2.2.3 Apodizácia profilom Tanh

Apodizácia pomocou hyperbolického tangensu (\tanh) vedie k vynikajúcemu výsledku, pretože poskytuje kompenzáciu disperzie s vysoko linearizovaným časovým oneskorením. Apodizáciu \tanh je matematická funkcia, kedy vzorky toho profilu pre $i = 1, 2, \dots, N$ sú odoberané na základe rovníc:

$$\delta n(z) = \delta n_{\max} \tanh \left(\frac{a_{\text{tr}} i}{N} \right), \quad 0 \leq i \leq \frac{N}{2}, \quad (2.10)$$

$$\delta n(z) = \delta n_{\max} \tanh \left(a_{\text{tr}} \frac{(N-i)}{N} \right), \quad \frac{N}{2} \leq i \leq N, \quad (2.11)$$

kde a_{tr} je parameter skrátenia, pretože ovláda skrátenie apodizačnej funkcie [22].

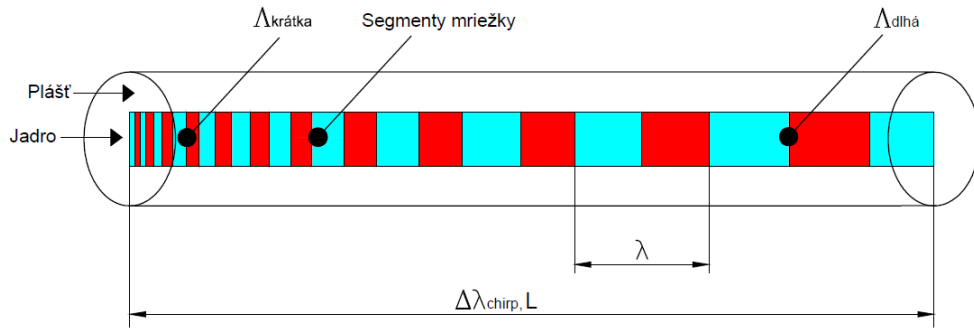


Obr. 2.3: Apodizačný profil \tanh pre rozdielne hodnoty parametru skrátenia [22].

2.3 Chirpované mriežky

Mriežky s nejednotnou periódou označujeme ako **chirpované**. Chirp môže mať mnoho rôznych podôb. Periódou sa môže meniť **lineárne** (periódou sa mení lineárne s dĺžkou mriežky a to rastúcou alebo klesajúcou podobou), **kvadraticky**, **so skokovou zmenou** alebo **náhodne** po celej dĺžke mriežky. Chirp v týchto mriežkach sa môže vyrábať rôznymi metódami:

- zmenou indexu lomu pozdĺž dĺžky homogénnej periódy mriežky,
- tvorením mriežok v zužujúcom sa vlákne atď [12].



Obr. 2.4: Štruktúra Chirpovanej mriežky [15].

Pre chirpované mriežky, mriežková periódou, Λ , môže byť vyjadrená ako funkcia polohy pozdĺž mriežky, z :

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + \kappa z, \quad (2.12)$$

kde Λ_0 je začiatočná periódou a κ je krok chirpu.

Ako vidíme na obr. 2.4, chirp v určitej perióde môže byť premenlivý a pre určitú chirpovanú šírku pásma ho vieme definovať ako [12]:

$$\Delta\lambda_{chirp} = 2n_{\text{eff}}(\Lambda_{\text{dlhá}} - \Lambda_{\text{krátka}}), \quad (2.13)$$

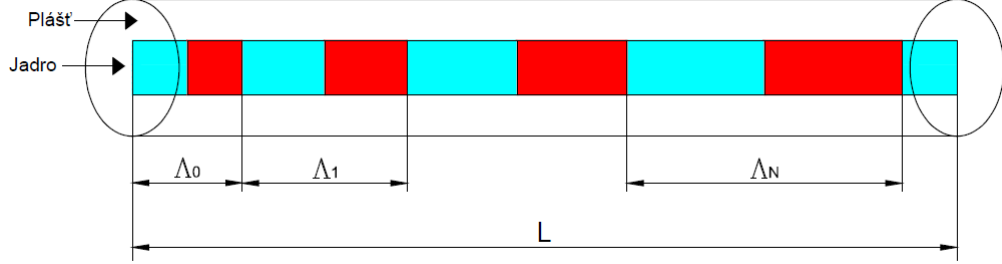
Chirp $\Lambda_{\text{dlhá}}$ je pre dlhé chirpované mriežky, $\Lambda_{\text{krátka}}$ je pre krátke chirpované mriežky. Odraz v mriežkach je funkciou vlnovej dĺžky a preto má žiarenie, vstupujúce do mriežky, určité oneskorenie na jej konci. S dĺžkou mriežky narastá aj oneskorenie:

$$\tau(\lambda) \approx \frac{(\lambda_0 - \lambda)}{\lambda_{chirp}} \frac{2L}{v_g} \text{ za podmienky } 2n_{\text{eff}}\Lambda_{\text{krátka}} < \lambda < 2n_{\text{eff}}\Lambda_{\text{dlhá}}, \quad (2.14)$$

kde L je dĺžka mriežky a v_g je priemer skupinovej rýchlosti svetla [12].

2.3.1 Chirpované mriežky lineárne

Ak sa perióda mriežky mení lineárne (kontinuálne) od jedného konca mriežky po druhý, hovoríme o chirpovaných lineárnych mriežkach. Ako vidíme na obr. 2.5, L je dĺžka mriežky, začiatočná perióda je Λ_0 a koncová je Λ_N .



Obr. 2.5: Štruktúra Chirpovanej lineárnej mriežky s dĺžku L a s N sekciami [15].

Hodnoty chirpovanej mriežky sú pre $i=1, 2, \dots, N$ dané rovnicou:

$$\Lambda_i = \Lambda_0 \pm \kappa \left(i - \frac{L}{2} \right) 10^{-6}, \quad (2.15)$$

kde Λ_0 je začiatočná perióda mriežky, κ vyjadruje krok chirpu v nm/mm.

Pri priechode signálu mriežkou dochádza k rôznemu oneskoreniu spektrálnych zložiek signálu, pretože každá spektrálna zložka je odrazená v inom mieste mriežky a prejde inú dráhu. Toto oneskorenie sa nazýva skupinové oneskorenie. Pri lineárnej mriežke dochádza k približne lineárnemu priebehu oneskorenia. Toto je veľká výhoda v oblasti kompenzácie disperzie [2].

2.3.2 Chirpované mriežky so skokovou zmenou [15, 4, 12]

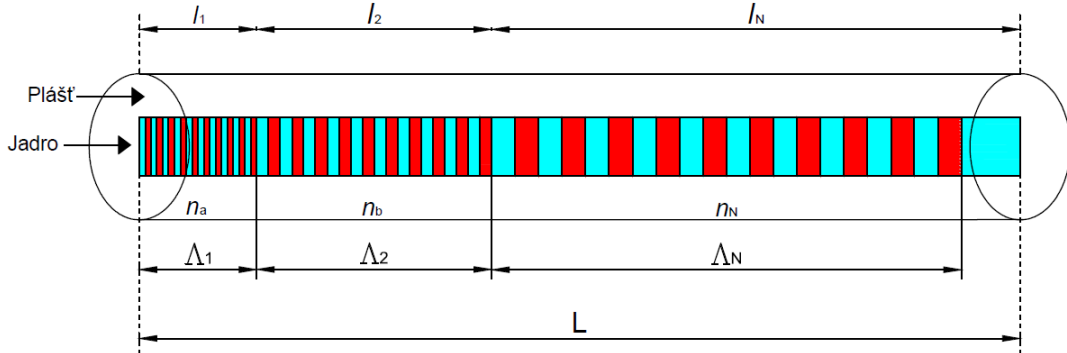
Mriežku so skokovou zmenou chirpu si môžeme predstaviť ako mriežku, ktorá sa skladá z viacerých úsekov a každý úsek má rovnakú periódu a rovnakú veľkosť zmeny periódy, viď obr. 2.6. Štrbina je nastavená na $\frac{\Lambda_i}{2}$, to znamená, že ak sa zmení perióda z úseku do úseku, tak po celej dĺžke ožiarenej časti.

Krok chirpu z jednej sekcii do ďalšej vieme popísať ako:

$$\kappa = \Lambda_2 - \Lambda_1 = \Lambda_3 - \Lambda_2 = \dots = \Lambda_N - \Lambda_{N-1}, \quad (2.16)$$

kde Λ_i je perióda mriežky v i -tej sekcii chirpovanej skokovej mriežky.

$$L = \sum_{i=1}^N n \cdot \Lambda_i, \quad (2.17)$$



Obr. 2.6: Štruktúra chirpovanej skokovej mriežky s dĺžkou L a s N sekciami [15].

kde n je číslo periódy v každej sekcii.

$$\Lambda_i = \Lambda_1 + (i - 1) \cdot \kappa \quad (2.18)$$

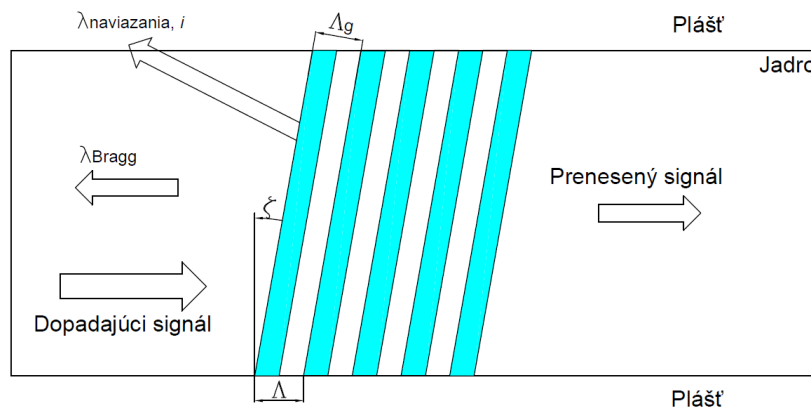
Ak chceme vyrobiť chirpovanú skokovú mriežku s rovnakou dĺžkou všetkých sekcií, môžeme to popísať rovnicou:

$$n_i = \frac{L/N}{\Lambda_1 + (i - 1) \cdot \kappa}. \quad (2.19)$$

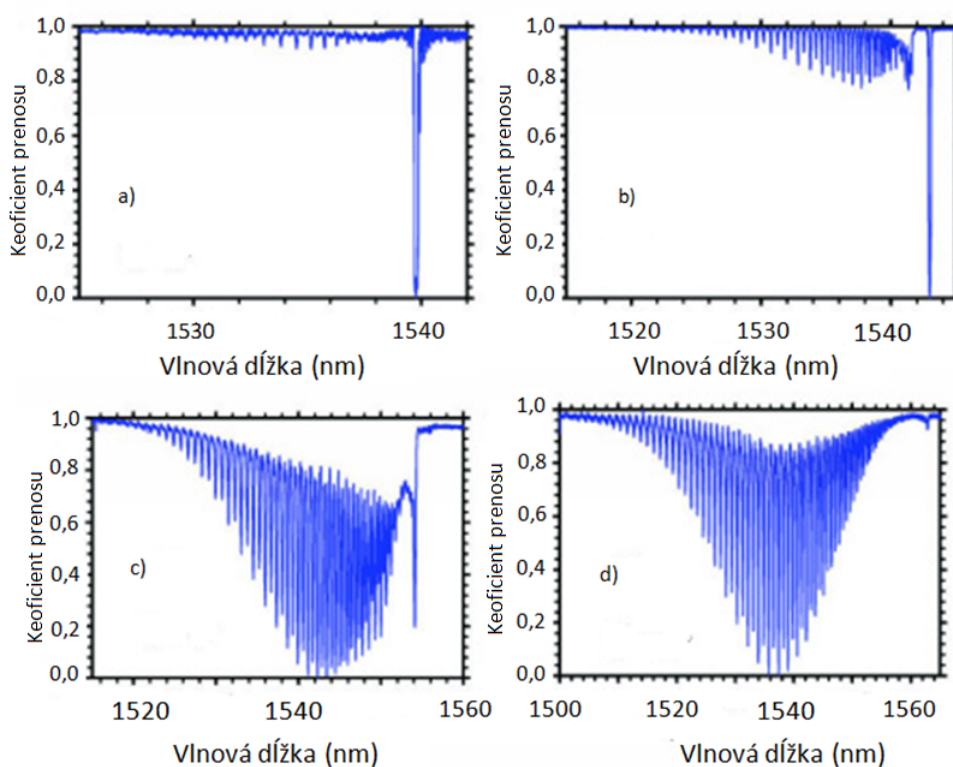
2.4 Naklonené mriežky

Pri tomto druhu mriežky, sú odrazné roviny mriežky vo vlákne naklonené o malý uhol ς vzhľadom k osy vlákna. Ako vidíme na obr. 2.7, časť dopadajúceho signálu sa odráža do jadrového vidu a časť do plášťového vidu. Plášťové vidy odvedú energiu dopadajúceho žiarenia smerom naspäť ku zdroju žiarenia a vytvárajú tak vo spektre prechádzajúceho žiarenia ďalší úbytok energie. Vedľa hlavného odrazného peaku nám vznikajú na kratších vlnových dĺžkach ďalšie minimá. Zpravidla sa v súbore plášťových vidov vytvára jedno výrazné minimum - Ghost, ktoré odpovedá základnému plášťovému vidu. Toto minimum je na kratších vlnových dĺžkach doprevádzané radou ďalších mínim, ktoré odpovedajú vyšším stupňom plášťových vidov [13], viď obr. 2.8.

Na obr. 2.8 vidíme prenosové spektrum FBG mriežky. Postupne vidíme zmeny v spektrálnej odozve vplyvom zvyšujúceho sa náklonu mriežky. Pre $\varsigma = 0^\circ$, to je



Obr. 2.7: Štruktúra TFBG [37].



Obr. 2.8: Prenosové spektrum: a) nenaklonenej mriežky, b) 4°-náklon, c) 8°-náklon, d) 12°-náklon FBG vpísanej do klasického jednojádrového vlákna [38].

naviazanie medzi dopredu sa šíriacim vedeným vidom a späťne sa šíriacim vedeným vidom, ktorý zodpovedá Braggovej rezonančnej vlnovej dĺžke. Rezonancie pod 1538 nm odpovedajú naviazaniu medzi základným vedeným vidom a späťne sa šíria-

cimi plášťovými vidmi. So zvyšujúcim sa náklonom mriežky môžeme pozorovať, že koeficient naviazania medzi dopredu sa šíriacim vedeným vidom a späťne sa šíriacim vedeným vidom klesá. Tým pádom klesá aj Braggova rezonančná odrazivosť. So zvyšujúcim sa náklonom mriežky sledujeme, že dominuje naviazanie do plášťových vidov [38].

V odrazenom signále sa za normálnych situácií plášťové vidy neprejavujú. Vidíme len selektívne maximum hlavného odrazu. Plášťové vidy prenikajú do oblasti rozhrania plášť/okolie a sú tlmené. Môžu tu interagovať s okolím a slúžiť ako prostriedok snímania vlastností okolitého prostredia vlákna alebo pre snímanie fyzikálnych veličín pôsobiacich na samotné vlákno [13].

3 VÝROBA LPFG

LPFGs výroba je možná viacerými metódami, ktoré si v tejto kapitole rozoberieme. Ako bolo už v predchádzajúcich kapitolách napísané, výroba vláknových mriežok je závislá na periodickej modulácii optických vlastností vo vlákne. Toto dosiahneme buď trvalou zmenou indexu lomu jadra vo vlákne alebo fyzikálnou deformáciou. Modulácia indexu lomu jadra v optickom vlákne môže byť dosiahnutá ultrafialovým žiarením, infračerveným femtosekundovým laserom, CO_2 laserom, elektrickými výbojmi, iónovou implantáciou atď. Deformácia vlákna môže byť dosiahnutá mechanicky, zúžením vlákna, deformáciou jadra alebo pláštu [1]. V nasledujúcich podkapitolách si popíšeme výrobu LPFGs metódami ultrafialového žiarenia, femtosekundovým laserom a laserom CO_2 .

3.1 Výroba CO_2 laserom

Využitie CO_2 laseru pre výrobu LPFGs sa čoraz viac ukazuje ako dôležitá alternatíva, pretože pri porovnaní s inými metódami, toto ožarovanie poskytuje veľa výhod. Hlavné výhody sú:

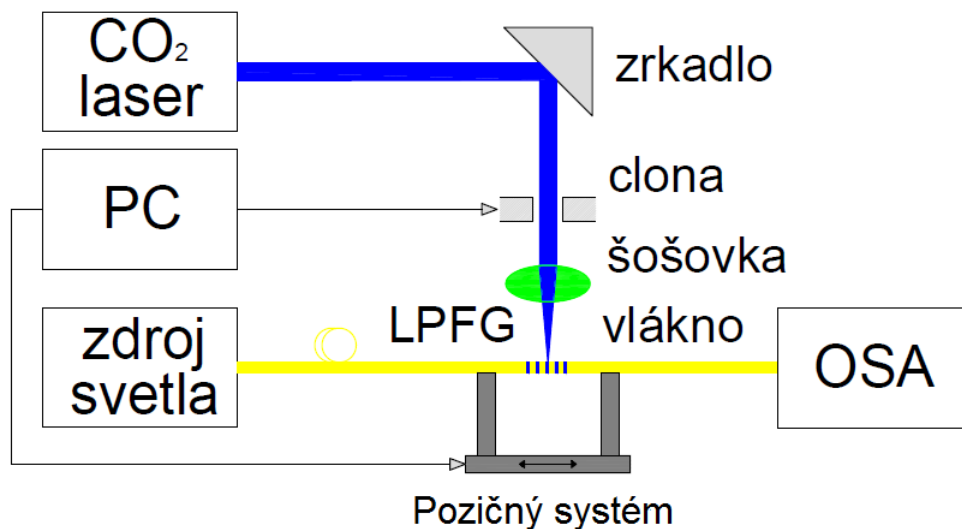
1. Vysoká tepelná stabilita mriežky
2. Flexibilita
3. Nižšie straty
4. Nižšie náklady
5. Ľahká výroba pomocou point-by-point techniky
6. atď.

Táto technika môže byť použitá takmer u všetkých typov vlákien vrátane vlákien z čistého oxidu kremičitého. Najnovší výskum otvára dvere prvým LPFGs v PBF vláknach s použitím zaostreného laserového lúča CO_2 , ktorým sa pravidelne rušia/deformujú vzduchové diery v smere osi vlákien [34].

3.1.1 LPFGs v konvenčných sklenenných vláknach

Vzhľadom k tomu, že kremičité sklo má silnú absorpciu v okolí vlnovej dĺžky laserového žiarenia CO_2 , intenzita laserového lúču je postupne oslabená pozdĺž smeru dopadu, čo má za následok asymetrické RI modulácie. Toto rozdelenie môže spôsobiť naviazanie jadrového vidu do symetrických aj nesymetrických plášťových vidov. V dôsledku toho môže byť nevyhnutná vysoká polarizačná závislosť útlmu a dvojlom vláknovej mriežky [25]. Na obr. 3.1 vidíme typickú výrobu LPFGs pomocou CO_2

laseru. Vláknó je periodicky sa posúvané pozdĺž jeho osi pomocu počítačom kontrolovaným pozičným systémom, CO_2 laserový lúč periodicky ožaruje vlákno prostredníctvom clony, riadenej v tom istom počítači. Svetelný zdroj a analyzátor optického spektra (OSA) monitorujú vývoj spektra mriežky počas laserového žiarenia.



Obr. 3.1: Typický diagram výroby LPFGs pomocou point-by-point metódy s CO_2 laserom [34].

Termo mechanické modelovanie [25, 26]

Ako hlavný účinok LPFGs za použitia CO_2 laserov je ohrievanie, kde je zmena indexu lomu dosiahnutá ožarovaním vlákna podrobenému namáhaniu v ťahu. Vysoká absorpcia skleneného materiálu do žiarenia emitovaného týmito laserami vedie k prebytku energie v dôsledku vybudovania mriežky, ktorá je transformovaná na teplo. Tento účinok závisí na dobe ožarovania a na tepelnej vodivosti materiálu. Pri teplote T , meniacom sa čase t a v dôsledku pôsobenia zdroja tepla $Q(r, t)$ je výsledná energetická bilancia popísaná tepelnou rovnicou:

$$\left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \vec{u} \right] \int C_p dT + \rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T \right) - \nabla K \nabla T = q(T) + Q(r, t), \quad (3.1)$$

kde r predstavuje geomterickú súradnicu, ρ je hustota, \vec{u} vektor rýchlosti, C_p je merné teplo a K je tepelná vodivosť. Konvenkčný a radiačný tepelný tok je reprezentovaný:

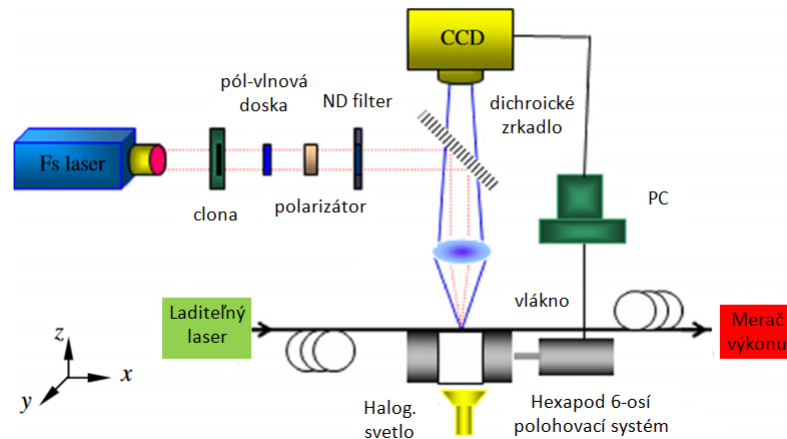
$$q(T) = h(T_{\text{ext}} - T) + \sigma_B \epsilon (T_{\text{amb}}^4 - T^4), \quad (3.2)$$

kde T_{ext} je vonkajšia teplota, T_{amb} je teplota okolia, h je súčiniteľ prenosu tepla, σ_B je Stefan-Boltzmannova konštanta a ϵ je povrchová žiarivosť. Pri výrobe LPFGs pomocou CO_2 je potrebné popísať oveľa viac dôležitých parametrov, ako je napr. modelovanie laserového ohrievania, modelovanie elastického namáhania, atď. Keďže v tejto práci sa zameriavame na výrobu LPFGs za pomoci UV žiarenia, pre doplnenie informácií odporúčam čitateľov na články napr. [25, 26, 27].

3.2 Výroba femtosekundovým laserom

V poslednej dobe bolo úspešne demonštrované viacero spôsobov výroby LPFGs pomocou vysokej intenzity femtosekundového laseru pomocou multifotónovej absorpcie. Aby sa zabránilo niektorým nevýhodám femtosekundovej techniky výroby týchto mriežok (nízka účinnosť, vodíkové zataženie vo vlákne) sa navrhuje pevne sústrediť femtosekundový infračervený lúč na deravú oblasť vnútorného opláštenia.

Bolo ukázané, že multifotónový IR nápis môže byť dosiahnutý bez vláknovej hydrogenerácie a zapísané mriežky majú dobrú teplotnú stabilitu.



Obr. 3.2: Typický diagram výroby LPFGs pomocou femtosekundového laseru [28].

Na obr. 3.2 je zobrazené experimentálne usporiadanie výroby LPFGs pomocou femtosekundového laseru. Fs laser so šírkou 35 fs, centrálna vlnová dĺžka a frekvencia opakovania boli 800 nm a 1 kHz. Pól-vlnová doska a polarizátor sa používa na zníženie výkonu lasera, k ďalšiemu zníženiu výkonu lasera na požadované hodnoty sa používa niekoľko neutrálnych filtrov (ND). Prenos spektra vláknovej mriežky je monitorovaný laditeľným laserom a meračom optického výkonu. Spätne odrazené svetlo z vlákna je monitorované pomocou CCD kamery a laserový lúč je zameraný

na stred jadra vlákna, kde je obraz spätného odrazeného svetla a lineárny tvar pozdĺž laserového lúča [28]. Z tohto výskumu, ktorý využíval metódu point-by-point pre výrobu LPFGs s útlmovým vrcholom až do 20 dB, boli zistené veľmi dobré výsledky. Citlivosť teploty 0,091 nm/°C, teplotná stabilita 600 °C. Takéto mriežky sa odporúčajú ako teplotné senzory a senzory stabilného indexu lomu.

3.3 Výroba UV žiarením

V tejto časti si detailne popíšeme možnosti výroby LPFGs pomocou UV žiarenia. Vpísať mriežku do jadra optického vlákna pomocou tohto žiarenia môžeme len za pomoci zvýšenej fotocitlivosti, to znamená, že index lomu jadra by mal byť citlivý na UV žiarenie. UV žiarenie spôsobuje špecifické väzby, spôsobené vlnnými chybami germánia v skle v rozsahu vlnových dĺžok od 193 nm do 266 nm. Tieto väzby vykazujú absorpčné peaky pri 240 nm a pri ich rozbití sa uvoľňujú voľné elektróny, ktoré môžu ďalej rekombinovať. Tento mechanizmus vytvára zmeny hustoty v dôsledku molekulárneho prešmykovania sa a tým zvyšuje lokálne index lomu.

3.3.1 Fotocitlivosť

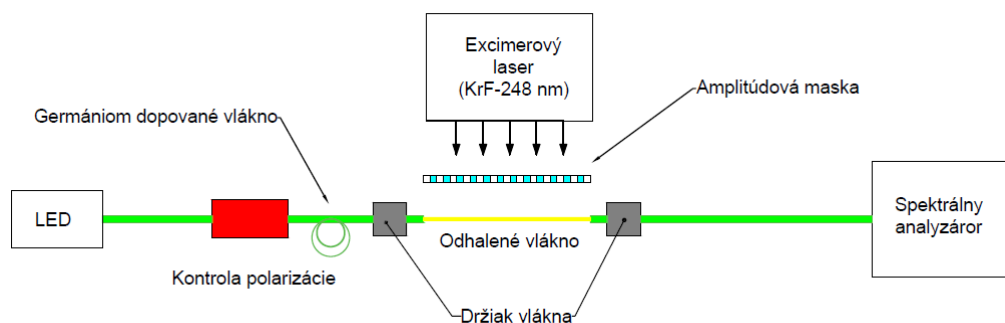
Fotocitlivosť predstavuje možnosť trvalej zmeny indexu lomu jadra vlákna na základe osvetlenia vlákna žiarením o vhodnej vlnovej dĺžke a intenzite. Táto vlastnosť bola spájaná dlhé obdobie len s germánium dopovanými vláknami z kremičitého skla (dodnes najdôležitejšie pri výrobe vláknových mriežok), avšak ďalšími výskumami bolo nájdených mnoho vlákien, ktoré nepotrebovali germánium dopované jadro a aj napriek tomu vykazujú fotocitlivosť. Avšak táto fotocitlivosť nedosahuje také výsledky ako majú práve optické vlákna dopované germánium.

Ako základ fotocitlivosti v germánium dopovaných kremičitých vláknach sa považujú poruchy v germánio-kyslíkovej štruktúre, ako je dvojmocný neutrálny atóm germánia (O-Ge-O) alebo Ge-Si, Ge-Ge. Obecne však platí, že fotocitlivosť je funkciou mnohých mechanizmov (fotochemických, fotomechanických) a je závislá na konkrétnych vlastnostiach vlákna, na intenzite a vlnovej dĺžke dopadajúceho žiarenia [2].

Štandardné telekomunikačné vlákna s obsahom germánia okolo 3 % majú typicky možnosť zmeny indexu lomu δn približne 3×10^{-5} . Zpravidla, zvyšovanie hodnoty dopácie vedie k zvýšeniu δn až k hodnotám okolo 5×10^{-4} . Táto hodnota je pre väčšinu bežných aplikácií dostačujúca, avšak pri niektorých aplikáciach potrebujeme navýšenie zmeny indexu lomu δn až v ráde 10^{-3} . Existuje mnoho spôsobov, ako k tomuto navýšeniu dospieť, napr. zvyšovaním obsahu germánia v jadre vlákna, hydrogenizácia, dopácia ďalším prvkom, atď.

3.3.2 Výroba pomocou amplitúdovej masky

Pri výrobe LPFGs pomocou tejto metódy potrebujeme masky zapísané obvykle v medi, pochrómovanom oxide kremičitom, alebo nepriame metódy ako sú vzorované zrkadlá, mikrošošovkové polia. Táto metóda zjednodušuje výrobný proces tým, že umožňuje zosúladiť systém vlákno-laser a znížiť tak požiadavky na stabilitu. Viaceré mriežkové roviny sú vpisované súčasne a tým sa úrýchľuje samotná výroba. Opakovateľnosť tejto výroby je na veľmi vysokej úrovni aj keď pre rozdielne návrhy LPFGs potrebujeme rôzne vzory masiek.



Obr. 3.3: Usporiadanie výroby LPFGs pomocou amplitúdovej masky.

Na obr. 3.3 vidíme, typické usporiadanie pre výrobu LPFGs pomocou amplitúdovej masky. Výstup z laseru (prevažne excimerový laser KrF 248 nm) ožaruje optické vlákno prostredníctvom amplitúdovej masky. Pred amplitúdovú masku býva umiestnená valcová šošovka ktorá slúži na zaostrenie žiarenia rovnobežne s osou vlákna. Ďalšími prvkami sú elektrická clona, laditeľný laserový zdroj, optický spektrálny analyzátor a zariadenie na kontrolu polarizácie.

Popíšeme si model, ktorý bol použitý v literatúre [10]. Bol použitý excimerový laser (KrF 248 nm), amplitúdová maska ktorá bola potlačená na pochrómovanom skle (oxid kremičitý) a mala $100 \text{ mJ/cm}^2/\text{pulz}$ optikú prahovú úroveň poškodenia. KrF laser produkoval impulzné lúče s rozlohou $2,6 \times 1,1 \text{ cm}^2$, energiu 250-300 mJ/pulz, frekvenciu opakovania 20 pulzov/s a doba trvania impulzu 10 ns pri vlnovej dĺžke 248 nm. Akrylový plášť vlákna bol odstránený 3-4 cm v horúcom kúpele ($>200^\circ\text{C}$) kyseliny sírovej. Vlákno bolo následne vyčistené acetónom. Svetlo z laditeľného zdroja bolo naviazané do vlákna na jednej strane a na druhej strane bolo analyzované prenosové spektrum, pomocou spektrálneho analyzátoru. Prenos mriežky je monitorovaný v reálnom čase, ako holé vlákno vystavené UV žiareniu a rezonančným

pásmam, ktoré zodpovedajú rôznym naväzovaným plášťovým vidom. Tieto vlákna boli vyrobené s periódou $9\text{ }\mu\text{m}$ v Corning SMF-28 vlákne.

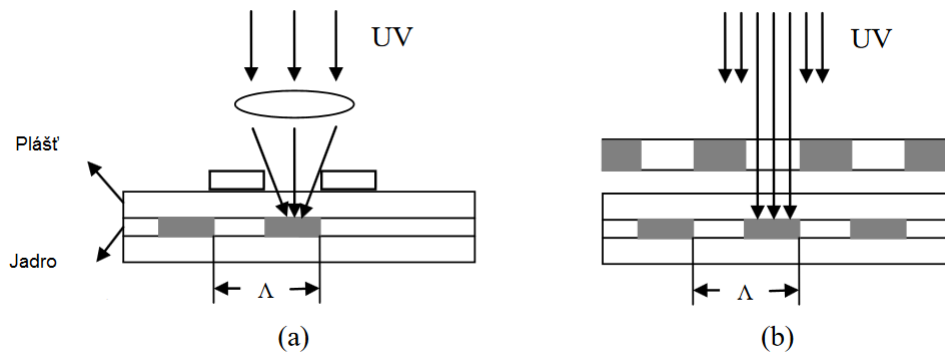
V literatúre [6] bola za pomoci tiež excimerového lasera (KrF COMPes-102) skúšaná výroba LPFGs pomocou amplitúdovej masky.

Výsledky z týchto modelov poukázali, že so zvyšujúcim sa výkonom v mriežke nedochádza k žiadnej zmene vo vlnovej dĺžke rezonančného maxima. Toto zistenie je veľkým prínosom v oblasti senzorov založených na LPFGs mriežkach.

Na obr. 3.4 môžeme vidieť rozdiel medzi týmto druhom výroby a pomocou point-by-point techniky. Optické vlákno je ožarované prostredníctvom amplitúdovej masky, ktorá obsahuje celý rad transparentných okien pre vytvorenie vzorkov s pravidelným indexom lomu. Naproti tomu point-by-point využíva ožarovanie vlákna pomocou tenkej štrbinovej clony. Perióda mriežky Λ je tvorená pohybom vlákna v pozdĺžnom smere [34].

3.3.3 Výroba metódou point-by-point

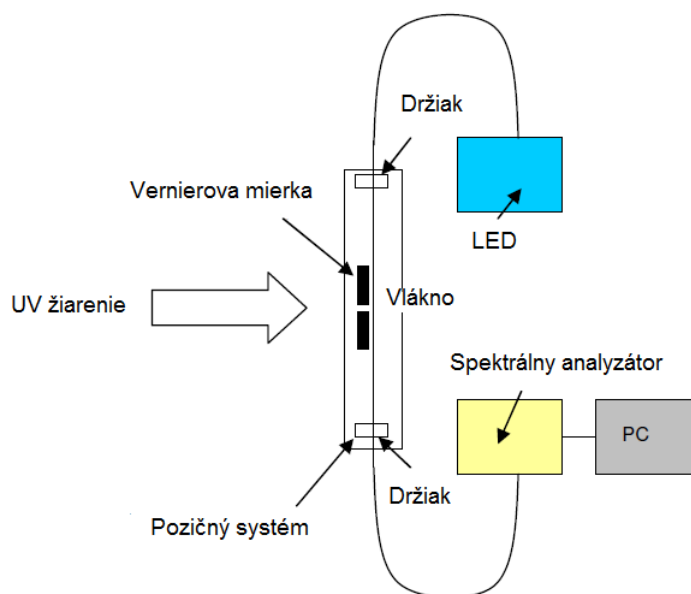
Pri tejto metóde postupujeme tak, že najskôr bodovo osvietíme vlákno, potom ho posunieme o určitú periódu a postup opakujeme, až kým nevytvoríme vlákno požadovanej dĺžky. Hlavným dôvodom, prečo sa tento postup využíva viacej pri výrobe LPFGs ako Braggových mriežok je ten, že nároky na precíznosť pozičného systému sú veľmi vysoké, čo nám v LPFGs nehrá až takú rolu.



Obr. 3.4: Výroba LPFGs pomocou UV žiarenia a) point-by-point a b) amplitúdová maska [34].

Na obr. 3.5 vidíme point-by-point techniku pre výrobu LPFGs, kedy je amplitúdová maska nahradená špeciálnym Vernierovým meradlom. Meradlo je fixované na mieste a je na ňom nastavená šírka štrbiny, ktorá je nastavená s rozlíšením $1\text{ }\mu\text{m}$. Za

touto štrbinou je umiestnená šošovka, ktorá obraz žiarenia nastavuje na jadro optického vlákna tak, aby dlhší rozmer obrazu dopadal kolmo na os optického vlákna. Nidhi [5] vo svojej práci uvádza, že veľkosť obrazu bola stanovená na $500 \times 1,5 \mu\text{m}^2$ v obrazovej rovine. Jeden 248 nm UV svetelný impulz produkoval úroveň energie 5 J/cm^2 . Toto nám umožňuje bez problémov vyrábať apodizované alebo chirpované LPFGs.



Obr. 3.5: Výroba LPFGs pomocou point-by-point techniky [7].

Jednou z nevýhod tejto techniky je čas výroby, pretože sa jedná o postup krok za krokom (point-by-point), je pochopiteľné, že doba spracovania je relatívne vysoká. Dôvod, prečo sa táto metóda nevyužíva až tak v Braggových mriežkach sú chyby v mriežkových rozstupoch v dôsledku teplotných vplyvov a/alebo malých zmien namáhania vlákna. Toto obmedzuje výrobu mriežok s veľmi krátkou periódou. Typicky požadovaná mriežková perióda pre odraz prvého stupňa na vlnovej dĺžke 1550 nm je približne 530 nm.

4 LPFGS

LPFG je vláknová mriežka, ktorá sa skladá z periodických porúch indexu lomu jadra, s periódou typicky od $100\text{ }\mu\text{m}$ po 1 mm . Ak v optickom vlnovode existuje dostatočné modálne prekrytie medzi jadrovým a plášťovým vidom, môže nastávať prechod energie z jadrového do plášťového vidu, viď. obr. 4.1. Index poruchy v LPFG môže byť navrhnutý pre zlepšenie efektu fázového prispôsobenia do určitej skupiny plášťových vidov. Plášť je veľmi chudobný vlnovod a naviazané žiarenie je postupne stratené vplyvom absorpcií a rozptylových strát. Toto je známe ako útlmové pásmo v prenosovom spektre.

Ako sme si popisovali už v predchádzajúcich kapitolách, vláknové mriežky si môžeme predstaviť ako rezonančný rozptylovač prichádzajúceho jadrového vidu. V dôsledku toho je jadrový vid periodicky naväzovaný do ďalších „spolušíriacich“ alebo „spätnešíriacich“ vláknových vidov. Spolušíriaci vid je charakteristický pre LPFGs, naopak, spätnešíriaci vid je charakteristický pre FBGs. Hlavný rozdiel vypláva z veľkého rozdielu v periódach týchto mriežok [30].

Pre analýzu vlnovodov s periodickou pertrubáciou je najrozšírenejšia technika, ktorá sa nazýva **Teória viazaných vidov CMT** (Coupled Mode Theory). Táto metóda predpokladá, že modálne pole vlnovodu ostáva nezmenené v prítomnosti slabej pertrubácie (odchýlka). Získavame sadu diferenciálnych rovníc prvého rádu, ktorá uvádza zmeny amplitúd modálneho pola pozdĺž oblasti pertrubovaného vlnovodu, ktorá má analytické riešenie pre homogénnu periodickú pertrubáciu.

Metóda prenosovej matice TMM (Transfer Matrix Method) je ďalšou metódou, ktorá poskytuje zreteľné riešenie zložitejších štruktúr. Predpokladá, že pomalé rozdiely v povahe pertrubácií môžeme považovať za zretazenie viacerých homogénnych mriežok, ktorých výsledkom je komplexná výsledná mriežka.

4.1 Teória viazaných vidov v LPFGs

V neprerušenom optickom vlákne sa svetlo šíri bez výraznej straty energie. Pri prerušení však môže nastať situácia, kedy energia môže byť vymenená medzi rôznymi vidmi. LPFGs, vpísané v určitom okamžiku v optickom vlákne, sú vlnovodná odchýlka, ktorá spôsobuje, že energia z jadrového vidu je naviazaná do plášťového vidu. Tento mechanizmus môžeme popísať pomocou teórie viazaných vidov. Pre ďalší popis si zoberieme optické vlákno, ktoré je narušené pertrubáciou (odchýlkou) periódy λ pozdĺž vláknovej osi, začínajúc v $z = 0$ a končiac v $z = L$. Táto pertrubácia môže byť spôsobená periodickými zmenami indexu jadra (index lomu, mriežky alebo ohýbaním vlákna). V homogénnej LPFG Môžeme teda zadefinovať naviazanie medzi vedeným vidom LP_{01} a plášťovým vidom LP_{0m} ($m = 2, 3, \dots, N$). Amplitúdu

LP_{01} označíme ako $A(z)$ a amplitúdu LP_{0m} ako $B(z)$, vidové polia ako E_A a E_B . Za predpokladu, že index petrubácie v oblasti mriežky v smere z je popísaný funkciou sínus, získavame rovnice viazaných vidov pre homogénnu LPFG ako [39]:

$$\frac{dA}{dz} = KB e^{i\Delta z}, \quad (4.1)$$

$$\frac{dB}{dz} = -KA e^{-i\Delta z}. \quad (4.2)$$

Za predpokladu, že index pertrubácie v oblasti mriežky v smere z je popísaný funkciou cosínus, získavame rovnice viazaných vidov pre homogénnu LPFG ako:

$$\frac{dA}{dz} = -iKB e^{i\Delta z}, \quad (4.3)$$

$$\frac{dB}{dz} = -iKA e^{-i\Delta z}. \quad (4.4)$$

K sa nazýva koeficient naviazania a určuje silu interakcie medzi vidmi, Δ je konštanta fázového nesúladu:

$$\Delta = \beta_{01} - \beta_{0m} - \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (4.5)$$

kde β_{01} je konštanta šírenia pre vedený vid LP_{01} a β_{0m} je konštanta šírenia pre plášťový vid LP_{0m} . Za predpokladu, že jadro vlákna je fotocitlivé, môžeme predpokladať, že UV-indukovaný index modulácie je prítomný iba pozdĺž jadra vlákna a koeficient naviazania vieme vyjadriť ako [39]:

$$K = \frac{\pi \delta n I}{\lambda_0}, \quad (4.6)$$

kde δn je index modulácie v jadre vlákna a I je prekrývajúci integrál plochy jadra, ktorý vieme definovať ako [5, 39]:

$$I = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{a_1} E_A E_B r dr d\phi}{\sqrt{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty (E_A)^2 r dr d\phi} \sqrt{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty (E_B)^2 r dr d\phi}}. \quad (4.7)$$

Vidové amplitúdy A a B sú pomaly sa meniace funkcie z , kedy parameter rozladenia $\delta = \frac{\Delta}{2}$ je malý. Keď $\delta = 0$, vidy LP_{01} a LP_{0m} sú fázovo prispôsobené. Z toho dôvodu dostávame z rovnice 4.5 podmienku fázového prispôsobenia [19]:

$$\lambda_{\text{rez}}^{(m)} = \left(\delta n_{\text{eff}}^{(m)} \right) \Lambda. \quad (4.8)$$

Pre štandardné optické vlákna je diferenciálny efektívny index medzi vedeným a plášťovým vidom $\left(\delta n_{\text{eff}}^{(m)} \right)$ typicky v rozmedzí 10^{-3} a 10^{-2} .

$$\delta n_{\text{eff}}^{(m)} = n_{\text{eff}}^{\text{co}} - n_{\text{eff}}^{\text{cl}(m)}. \quad (4.9)$$

Rovnicu pre konštantu šírenia pre vedený vid a pre plášťový vid môžeme napísať ako:

$$\beta_{01} = \frac{2\pi n_{\text{eff}}^{\text{co}}}{\lambda^{(m)}}, \quad (4.10)$$

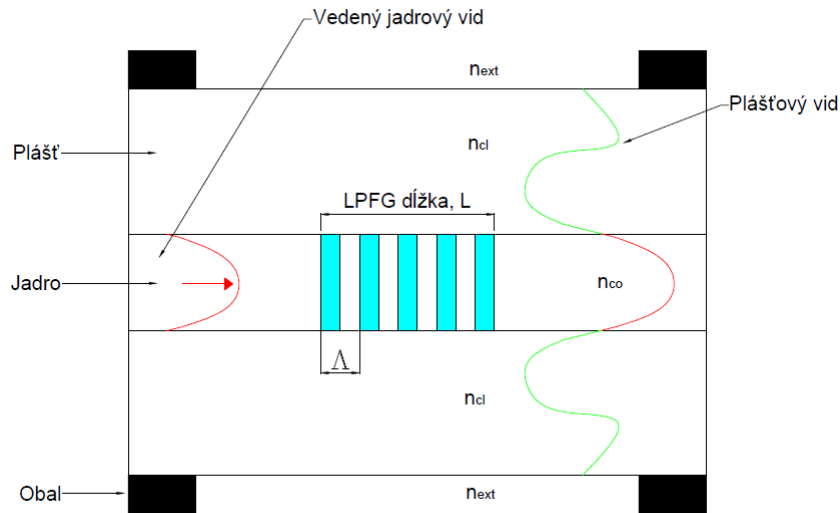
$$\beta_{0m} = \frac{2\pi n_{\text{eff}}^{\text{cl}(m)}}{\lambda^{(m)}}, \quad (4.11)$$

kde $n_{\text{eff}}^{\text{co}}$ je efektívny index lomu pre vedený vid, $n_{\text{eff}}^{\text{cl}(m)}$ je efektívny index lomu pre m-tý plášťový vid a $\lambda^{(m)}$ je vlnová dĺžka pre naviazanie m-tého plášťového vidu.

Keď sú dva vidy dokonale fázovo prispôsobené ($\beta_{01}^{\text{core}} - \beta_{1v}^{\text{clad}} - \frac{2\pi}{\Lambda}$), parameter rozladenia ide k nule a exponenciálny člen v rovniciach viazaných vidov je maximalizovaný. Naopak, ak parameter rozladenia nejde k nule, naväzovanie vidov stále nastáva, ale exponenciálny člen nie je maximalizovaný. V mnohých prípadoch jadrový vid bude naväzovať do rôznych vidov, z ktorých každý má svoju vlastnú konštantu šírenia a zložitejšie diferenciálne rovnice. Koeficient naviazania K , fázový vzťah dvoch vidov a dĺžka interakcie určí, koľko energie bude prevedenej z jedného vidu do druhého [8, 11, 12].

Vlnová dĺžka, pri ktorej nastáva naväzovanie do určitého plášťového vidu, je daná podmienkou fázového prispôsobenia, viď. rovnica 4.12. Túto rovnicu si môžeme upraviť v súvislosti s tým, že v plášti sa bude šíriť viacej vidov ($m=1, 2, \dots$):

$$\lambda_{\text{rez}}^m = (n_{\text{eff}}^{\text{co}} - n_{\text{eff}}^{\text{cl}(m)})\Lambda. \quad (4.12)$$



Obr. 4.1: Naväzovanie vedeného jadrového vidu do plášťových vidov v LPFGs [25].

4.2 Riešenie rovníc viazaných vidov

Predpokladáme, že jadrový vid LP_{01} , s amplitúdou A , je pevne naviazaný do spoluširacieho plášťového vidu LP_{0m} , s amplitúdou B , v blízkosti určitej vlnovej dĺžky.

Transformovaním rovníc 4.3 a 4.4 dostávame vzťahy [5]:

$$A = Re^{i\Delta z}, \quad (4.13)$$

$$B = Se^{-i\Delta z}. \quad (4.14)$$

Rovnice viazaných vidov môžeme prepísať ako:

$$\frac{dR}{dz} = i\tilde{\sigma}R(z) + iKS(z), \quad (4.15)$$

$$\frac{dS}{dz} = -i\tilde{\sigma}S(z) + iK^*R(z), \quad (4.16)$$

kde $\tilde{\sigma}$ reprezentuje „dc“ self-koeficient naviazania a $K = K^*$ reprezentuje „ac“ cross-koeficient naviazania. Self-koeficient naviazania $\tilde{\sigma}$ môžeme definovať ako:

$$\tilde{\sigma} = \delta + \frac{\sigma_{11} - \sigma_{22}}{2} - \frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz}, \quad (4.17)$$

kde σ_{11} a σ_{22} sú „dc“ koeficienty naviazania. Parameter rozladenia δ vieme zapísať ako:

$$\delta = \frac{\Delta}{2} = \pi(n_{\text{eff}}^{\text{co}} - n_{\text{eff}}^{\text{cl}(m)}) \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_{\text{rez}}} \right). \quad (4.18)$$

Zadefinujeme si okrajové podmienky, pri ktorých je celý výkon naviazaný do jadra vlákna (obvyklý prípad):

$$R(z = 0, \delta) = 1, \quad (4.19)$$

$$S(z = 0, \delta) = 0. \quad (4.20)$$

Koeficient prenosu mriežky dĺžky L by mal byť daný $R(L, \delta)$. Toto riešenie formou rovníc viazaných vidov môže byť aplikované na homogénne mriežky. V takýchto mriežkach je dĺžka a perióda nemenná po celej dĺžke mriežky, takže rovnice viazaných vidov môžu byť riešené analyticky. Použitím okrajových podmienok 4.19 a 4.20 dostávame deriváciou rovníc 4.15 a 4.16 riešenie [5, 40, 39]:

$$R(z = L, \delta) = \cos(\gamma L) - i \frac{\delta}{\gamma} \sin(\gamma L) \quad (4.21)$$

$$S(z = L, \delta) = -i \frac{K}{\gamma} \sin(\gamma L), \quad (4.22)$$

$$\gamma = \sqrt{K^2 + \delta^2}. \quad (4.23)$$

Ak je LPFG homogénna, $\tilde{\sigma}$ a K sú konštanty a vieme ich vyjadriť numericky. Zadefinujeme si „bar“ priepustnosť $t_{=}$ a „cross“ priepustnosť t_x [35]:

$$t_{=} = \frac{|R(z)|^2}{|R(0)|^2} = \cos^2(\sqrt{K^2 + \tilde{\sigma}^2} \cdot z) + \frac{\tilde{\sigma}^2}{K^2 + \tilde{\sigma}^2} \sin^2(\sqrt{K^2 + \tilde{\sigma}^2} \cdot z), \quad (4.24)$$

$$t_x = \frac{|S(z)|^2}{|R(0)|^2} = \frac{K^2}{K^2 + \tilde{\sigma}^2} \sin^2(\sqrt{K^2 + \tilde{\sigma}^2} \cdot z), \quad (4.25)$$

normálne je rozdiel $(\sigma_{11} - \sigma_{22})$ veľmi malý v porovnaní s δ a vieme ho teda zanedbať. Preto výraz $\sqrt{K^2 + \tilde{\sigma}^2}$ môžeme nahradiť γ .

Pre výpočet nehomogénnych mriežok (δn a Λ nie sú konštantné v závislosti na polohe z) je potrebné použiť zložitejšie modely vychádzajúce z elementárnej štruktúry vláknovej mriežky. Premenné δn a Λ nemôžu byť od seba oddelené, z dôvodu spoločného oplyvňovania prenosovej funkcie. Preto môže byť teória viazaných vidov použitá k výpočtu výstupných polí iba krátkej sekcie o dĺžke δl . Pre túto sekciu môžeme povedať, že premenné δn a Λ sú konštantné. Pre mriežku s konečným počtom periód vedie analytické riešenie k vyjadreniu komplexných koeficientov odrazivosti a priepustnosti. Tieto konštanty sú následne použité ako vstupné parametre pre ďalšie sekcie mriežky. Mriežku si môžeme predstaviť ako štvorpólový prvok so štyrmi poliami: vstupné pole $R(0)$, $S(0)$ a výstupné pole $R(\delta l)$ a $S(\delta l)$ [2].

Vzťah medzi vstupnými a výstupnými poliami prvej sekcie vieme popísať pomocou prenosovej matice \mathbf{T}^1 , reprezentujúca amplitúdovú a fázovú odozvu mriežky. Pre krátku homogénnu sekciu mriežky je popísaná závislosť medzi R , S a \mathbf{T}^1 vzťahom [40]:

$$\begin{bmatrix} R(\delta l_1) \\ S(\delta l_1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{T}_{11}^1 & \mathbf{T}_{12}^1 \\ \mathbf{T}_{21}^1 & \mathbf{T}_{22}^1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_0 \\ S_0 \end{bmatrix} = \mathbf{T} \begin{bmatrix} R_0 \\ S_0 \end{bmatrix}. \quad (4.26)$$

Aplikovaním okrajových podmienok a riešením rovníc viazaných vidov vieme vyjadriť koeficienty prenosovej matice [40]:

$$\mathbf{T}_{11}^1 = \cos(\gamma \delta l_1) - i \frac{\Delta}{2\gamma} \sin(\gamma \delta l_1), \quad (4.27)$$

$$\mathbf{T}_{12}^1 = \frac{|K|}{\gamma} \sin(\gamma \delta l_1), \quad (4.28)$$

$$\mathbf{T}_{21}^1 = -\frac{|K|}{\gamma} \sin(\gamma \delta l_1), \quad (4.29)$$

$$\mathbf{T}_{22}^1 = \cos(\gamma \delta l_1) + i \frac{\Delta}{2\gamma} \sin(\gamma \delta l_1), \quad (4.30)$$

kde δl_1 je dĺžka prvej sekcie mriežky, $|K|$ je koeficient naviazania, δ je parameter rozladenia a parameter γ je definovaný vzťahom 4.23.

Koeficient naviazania K a parameter rozladenia δ sú spojené s obálkami prechádzajúcich a odrazených polí, ktoré sú vzajomne previazané a popísané rovnicami viazaných vidov. Koeficient naviazania K je daný vzťahom 4.6 a parameter rozladenia δ je daný vzťahom 4.5, $\delta = \frac{\Delta}{2}$.

Dosadením rovníc 4.27 - 4.32 do rovnice 4.26 je vyjadrená komplexná prenosová matica \mathbf{T}^1 , pre prvú sekciu mriežky. Následne je možné spojiť pole jednotlivých sekcií pomocou vzťahu [2]:

$$\begin{bmatrix} R(\delta L) \\ S(\delta L) \end{bmatrix} = \mathbf{T} \begin{bmatrix} R_0 \\ S_0 \end{bmatrix}, \quad (4.31)$$

kde \mathbf{T} je celková prenosová matica mriežky, ktorá je daná vzťahom:

$$\mathbf{T} = \mathbf{T}^N \cdot \mathbf{T}^{N-1} \dots \mathbf{T}^2 \cdot \mathbf{T}^1, \quad (4.32)$$

kde \mathbf{T}^j je prenosová sekcia j -tej sekcie.

4.3 Analýza jadrového vidu

Jadrové vidy sú podporované úplným vnútorným odrazom na rozhraní jadro/plášť a majú konštantu šírenia β_{co} tak, že $n_{\text{cl}}^2 k_0^2 < \beta_{\text{co}}^2 < n_{\text{co}}^2 k_0^2$, kde k_0 je konštanta šírenia vo vákuu. Ak je vlnovod slabo aproximovaný, predpokladá sa, že $\Delta \ll 1$, kde:

$$\Delta = \frac{n_{\text{co}} - n_{\text{cl}}}{n_{\text{co}}}. \quad (4.33)$$

Za tejto podmienky môžu byť niektoré vidy zoskupené dohromady, pretože vykazujú podobné konštanty šírenia a paralelné profily elektrického poľa. Aproximované vidy sa nazývajú lineárne polarizované vidy (LP_{lm}), kde l zodpovedá azimutálnemu poradiu (azimuthal order) a m radiálnemu poradiu. Základný vid v jednovidových vláknach sa označuje ako LP_{01} [7].

Efektívny index lomu je nájdený z LP vidovej disperzie vo forme rovnice vlastných hodnôt [7, 32]:

$$U \frac{J_{l\pm 1}(U)}{J_l(U)} = \pm W \frac{K_{l\pm 1}(W)}{K_l(W)}, \quad (4.34)$$

kde $J_{l\pm 1}(U)$ a $J_l(U)$ sú Besselove rovnice prvého druhu a $K_{l\pm 1}(W)$ a $K_l(W)$ sú modifikované Besselove rovnice druhého druhu. U a W sú normalizované čísla pričných vĺn ktoré môžu byť písané ako vláknové V číslo [41]:

$$V^2 = W^2 + U^2 = \left(\frac{2\pi a_{\text{co}}}{\lambda} \right) \sqrt{n_{\text{co}}^2 - n_{\text{cl}}^2}, \quad (4.35)$$

$$U = a_{\text{co}} \sqrt{k_0^2 n_{\text{co}}^2 - \beta_{\text{co}}^2}, \quad (4.36)$$

$$W = a_{\text{cl}} \sqrt{\beta_{\text{co}}^2 - k_0^2 n_{\text{co}}^2}. \quad (4.37)$$

Na vyriešenie rovnice 4.34 je vhodné definovať normalizovanú konštantu šírenia b [32]:

$$b = \frac{n_{\text{eff}}^2 - n_{\text{cl}}^2}{n_{\text{co}}^2 - n_{\text{cl}}^2} = \frac{W^2}{U^2}, \quad (4.38)$$

Vieme teda definovať rovnice:

$$W = V \sqrt{b}, \quad (4.39)$$

$$U = \sqrt{V^2 - W^2} = V \sqrt{1 - b}. \quad (4.40)$$

Pre vedené vidy: $0 < b < 1$ a pre $l = 0$ vieme rovnicu 4.34 prepísať ako [5]:

$$V \sqrt{1 - b} \frac{J_1(V \sqrt{1 - b})}{J_0(V \sqrt{1 - b})} = V \sqrt{b} \frac{K_1(V \sqrt{b})}{K_0(V \sqrt{b})}. \quad (4.41)$$

Riešením vyššie uvedenej rovnice získavame univerzálne krivky popisujúce závislosť b na V . Efektívny index lomu vidu vieme formulovať vzťahom:

$$n_{\text{eff}}^{\text{co}} = \frac{\beta_{\text{co}}}{k_0} = \sqrt{n_{\text{cl}}^2 + b(n_{\text{co}}^2 - n_{\text{cl}}^2)}. \quad (4.42)$$

Konštantu šírenia pre základný vedený vid vieme definovať ako:

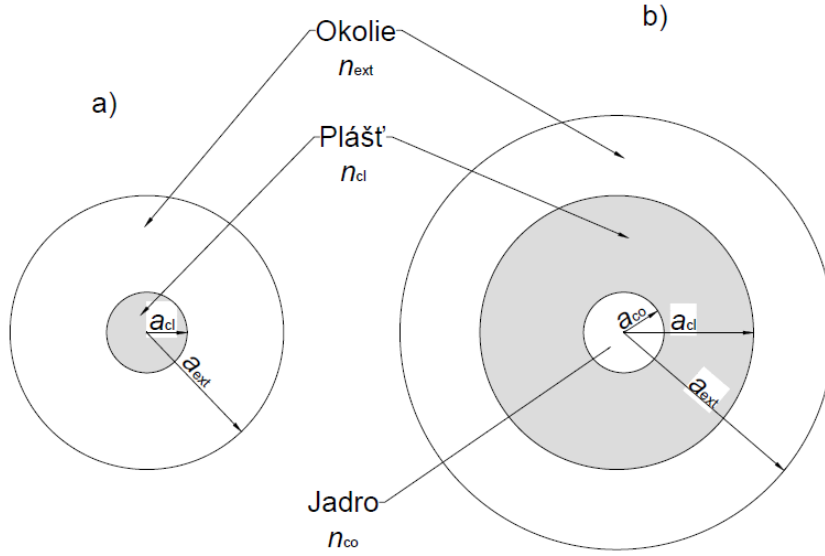
$$\beta_{\text{co}} = \sqrt{(k_0 n_{\text{co}})^2 - \left(\frac{U}{a_{\text{co}}}\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{co}}\right)^2 - \left(\frac{U}{a_{\text{co}}}\right)^2}. \quad (4.43)$$

4.4 Teória dvoj-vrstvového a troj-vrstvového modelu

Z dostupných literatúr [10] a [30] vieme popísať dva rôzne prístupy pre modelovanie LPFGs. Hlavný rozdiel medzi týmito dvomi článkami pozostáva v reprezentácii geometrii vlákna, čo v konečnom dôsledku slúži na odvodenie jednotlivých výrazov pre disperzné vzťahy, profilov vidov a koeficientu naviazania.

1. Dvoj-vrstvový model - pri tejto metóde sa neberie do úvahy jadro vlákna pri výpočte plášťových vidov. Tento model v podstate zaobchádza s jadrom a plášťom ako s jedným viac vidovým vláknom a okolité prostredie je vnímané ako nové opláštenie, ale len v oblasti LPFG.
2. Troj-vrstvový model - v tejto metóde je jadro vlákna započítané do výpočtov plášťových vidov ako významná časť profilu plášťových vidov existujúceho v jadre. Pre výpočty efektívneho indexu lomu plášťa n_{cl} je tento model používaný hlavne pre jeho schopnosť prekonávať konštrukčné nedostatky dvoj-vrstvového modelu. V troj-vrstvovom modeli je možné vypočítať zmeny efektívneho indexu lomu až na štyri desatinné miesta.

$$\begin{aligned}
n &= n_{\text{co}} & r < a_{\text{co}} \\
&= n_{\text{cl}} & a_{\text{co}} < r < a_{\text{cl}} \\
&= n_{\text{ext}} & r > a_{\text{cl}}
\end{aligned} \tag{4.44}$$



Obr. 4.2: a) dvoj-vrstvový model a b) troj-vrstvový model v optickom vlákne [7].

4.4.1 Analýza plášťových vidov - dvoj-vrstvový model

Plášťové vidy si môžeme predstaviť ako tie vidy, ktoré sú šírené prostredníctvom úplného vnútorného odrazu na rozhraní plášť/vzduch. Majú konštantu šírenia β_{cl} tak, $n_{\text{ext}}^2 k_0^2 < \beta_{\text{cl}}^2 < n_{\text{cl}}^2 k_0^2$, že priečne pole je oscilované jadrom a plášťom a rozkladá sa mimo plášťa. Pri výpočte plášťových vidov je používaná aproximácia, kedy vlákno môže byť považované za multividovú skokovú štruktúru, ktorá ignoruje prítomnosť jadra. Takýto prístup popisuje dvoj-vrstvový model, ktorý si teraz popíšeme.

Ako sme si už písali, v tomto modeli sa chová jadro a plášť ako jedno multivlákno a okolité prostredie sa chová ako nové opláštenie v oblasti LPFG. To vedie k modifikácii normalizovanej frekvencie a normalizovaných priečných čísel vln [42]:

$$V = \left(\frac{2\pi a_{\text{cl}}}{\lambda} \right) \sqrt{n_{\text{cl}}^2 - n_{\text{ext}}^2}, \tag{4.45}$$

$$U = \sqrt{V^2 - W^2}. \tag{4.46}$$

Znovu použijeme rovnicu vlastných hodnôt:

$$U \frac{J_{l\pm 1}(U)}{J_l(U)} = \pm W \frac{K_{l\pm 1}(W)}{K_l(W)}. \quad (4.47)$$

Vzhľadom k veľkému priemeru plášťa, je možné riadiť veľa odlišných svetelných vidov. Grafické zobrazenie nám ukazuje mnoho priesečníkov, z ktorých každý zodpovedá vlastnému číslu, ktoré spĺňa a určuje položky normalizovaných priečných vln vzťahujúcich sa ku konkrétnym plášťovým vidom. Preto konštantu šírenia zodpovedajúceho plášťového vidu m vieme definovať ako:

$$\beta_{\text{cl}}^{(m)} = \sqrt{(k_0 n_{\text{cl}})^2 - \left(\frac{U^{(m)}}{a_{\text{cl}}}\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{cl}}\right)^2 - \left(\frac{U^{(m)}}{a_{\text{cl}}}\right)^2}. \quad (4.48)$$

Následne môžeme za pomoci tejto konštanty určiť efektívny index lomu pomocou rovnice [42]:

$$n_{\text{eff}}^{(m)} = \frac{\beta_{\text{cl}}^{(m)}}{k_0} = \frac{\beta_{\text{cl}}^{(m)} \lambda}{2\pi}. \quad (4.49)$$

4.4.2 Analýza plášťových vidov - troj-vrstvový model

Teraz sa zameriame na komplexnejší popis plášťových vidov, ktorý rešpektuje prítomnosť jadra, teda na popis pomocou troj-vrstvového modelu.

Priečnu závislosť tvaru plášťového vidu vieme popísať vzťahmi [41]:

$$E(r, \phi) = A J_l \left(U_1 \frac{r}{a_{\text{co}}} \right) \begin{bmatrix} \cos(l\phi) \\ \sin(l\phi) \end{bmatrix} \quad r < a_{\text{co}}, \quad (4.50)$$

$$E(r, \phi) = B J_l \left(u \frac{r}{a_{\text{cl}}} \right) + C Y_l \left(u \frac{r}{a_{\text{cl}}} \right) \begin{bmatrix} \cos(l\phi) \\ \sin(l\phi) \end{bmatrix} \quad a_{\text{co}} < r < a_{\text{cl}}, \quad (4.51)$$

$$E(r, \phi) = D K_l \left(w \frac{r}{a_{\text{cl}}} \right) \begin{bmatrix} \cos(l\phi) \\ \sin(l\phi) \end{bmatrix} \quad r > a_{\text{cl}}. \quad (4.52)$$

Z predchádzajúcich rovníc si teraz vyjadríme U_1 , u a w ako:

$$U_1 = a_{\text{co}} \sqrt{k_0^2 n_{\text{co}}^2 - \beta_{\text{cl}}^2}, \quad (4.53)$$

$$u = a_{\text{cl}} \sqrt{k_0^2 n_{\text{cl}}^2 - \beta_{\text{cl}}^2}, \quad (4.54)$$

$$w = a_{\text{cl}} \sqrt{\beta_{\text{cl}}^2 - k_0^2 n_{\text{ext}}^2}. \quad (4.55)$$

Kontinuita pola a derivácia polí na hraniciach $r = a_{\text{co}}$ a $r = a_{\text{cl}}$ vedie k nasledujúcim rovniciam [5]:

$$AJ_l(U_1) = BJ_l\left(u\frac{a_{co}}{a_{cl}}\right) + CY_l\left(u\frac{a_{co}}{a_{cl}}\right), \quad (4.56)$$

$$A\frac{U_1}{a_{co}}J_l(U_1) = B\frac{u}{a_{cl}}J_l\left(u\frac{a_{co}}{a_{cl}}\right) + CY_l\left(u\frac{a_{co}}{a_{cl}}\right), \quad (4.57)$$

$$BJ_l(u) + CY_l(u) = DK_l(w), \quad (4.58)$$

$$B\frac{u}{a_{cl}}J_l(u) + C\frac{u}{a_{cl}}Y_l(u) = D\frac{w}{a_{cl}}K_l(w), \quad (4.59)$$

kde Y_l je modifikovaná Besselova funkcia prvého druhu. Ak sú vidy normalizované k vedeniu vstupujúceho výkonu, potom pod slabo vedené aproximácie môžeme napísať:

$$\frac{\beta}{2\omega\mu_0} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty E^2(r) \cos^2(l\phi) r dr d\phi = 1. \quad (4.60)$$

Pre komponenty frekvencie ω a permeabilitu vo voľnom priestore μ_0 , rovnice 4.56 - 4.59 tvoria sústavu viazaných rovníc. Pre dané a_{co} , a_{cl} , n_{co} , n_{cl} , n_{ext} a λ vieme nájsť také β , že determinant tvorený koeficientami A , B , C , D z týchto rovníc je rovný nule.

4.5 Riešenie LPFG novou maticovou metódou

Pomocou tejto metódy vieme rýchlejšie analyzovať naväzovanie vidov medzi jadrovým vidom a viacerými plášťovými vidmi. Táto metóda je taktiež založená na teórii viazaných vidov, ako tomu bolo aj v predchádzajúcich prípadoch. Na rozdiel od tradičných metód, ktoré používajú na analýzu spektrálnej charakteristiky v LPFGs iba dva vidy (jadrový a plášťový), táto nová metóda môže za jeden výpočetný čas počítať s viacerými plášťovými vidmi.

Rovnice viazaných vidov môžeme napísať ako [43]:

$$\frac{dA^{co}}{dz} = iK_{01-01}^{co-co}A^{co} + i\sum_v \frac{m}{2}K_{1v-01}^{cl-co}A_v^{cl}e^{(-i2\delta_{1v-01}^{cl-co}z)}, \quad (4.61)$$

$$\sum_v \left[\frac{dA_v^{cl}}{dz} = +i\frac{m}{2}K_{1v-01}^{cl-co}A^{co}e^{(+i2\delta_{1v-01}^{cl-co}z)} \right], \quad (4.62)$$

kde A^{co} je amplitúda jadrového vidu pozdĺž osi z , A_v^{co} je amplitúda v -tého plášťového vidu pozdĺž osi z . Spolušíriaca interakcia malého fázového nesúladu je daná vzťahom:

$$\delta_{1v-01}^{cl-co} = \frac{1}{2} \left(\beta_{01}^{co} - \beta_{1v}^{cl} - \frac{2\pi}{\Lambda} \right), \quad (4.63)$$

kde β_{01}^{co} a β_{1v}^{cl} sú konštanty šírenia pre jadrový vid a plášťové vidy.

Zadefinujeme si S_v , ako:

$$S_v = A_v^{\text{cl}} e^{(-i2\delta_{1v-01}^{\text{cl-co}} z)}, \quad (4.64)$$

následne môžeme rovnice 4.61 a 4.62 prepísať nasledovne [43]:

$$\frac{dA^{\text{co}}}{dz} = iK_{01-01}^{\text{co-co}} A^{\text{co}} + i \sum_v \frac{m}{2} K_{1v-01}^{\text{cl-co}} S_v, \quad (4.65)$$

$$\sum_v \left[\frac{dS_v}{dz} = +i \frac{m}{2} K_{1v-01}^{\text{cl-co}} A^{\text{co}} - i2\delta_{1v-01}^{\text{cl-co}} S_v \right]. \quad (4.66)$$

Za pomoci týchto rovníc vieme zostaviť prenosovú maticu ako:

$$\begin{bmatrix} \frac{dA^{\text{co}}}{dz} \\ \frac{dS_1}{dz} \\ \vdots \\ \frac{dS_v}{dz} \end{bmatrix} = F \begin{bmatrix} A^{\text{co}} \\ S_1 \\ \vdots \\ S_v \end{bmatrix}. \quad (4.67)$$

Ak si definujeme vektor A :

$$A = \begin{bmatrix} A^{\text{co}} \\ S_1 \\ \vdots \\ S_v \end{bmatrix}, \quad (4.68)$$

vieme rovnice 4.65 a 4.66 napísať ako:

$$\frac{dA}{dz} = FA, \quad (4.69)$$

kde F :

$$F = i \begin{bmatrix} K_{01-01}^{\text{co-co}} & \frac{m}{2} K_{11-01}^{\text{cl-co}} & \frac{m}{2} K_{12-01}^{\text{cl-co}} & \cdots & \frac{m}{2} K_{1v-01}^{\text{cl-co}} \\ \frac{m}{2} K_{11-01}^{\text{cl-co}} & -2\delta_{11-01}^{\text{cl-co}} & 0 & \cdots & 0 \\ \frac{m}{2} K_{12-01}^{\text{cl-co}} & 0 & -2\delta_{12-01}^{\text{cl-co}} & 0 & \cdots \vdots \\ \vdots & \vdots & 0 & \ddots & 0 \\ \frac{m}{2} K_{1v-01}^{\text{cl-co}} & 0 & \cdots \vdots & 0 & -2\delta_{1v-01}^{\text{cl-co}} \end{bmatrix}. \quad (4.70)$$

V prípade homogénnej mriežky, F je konštantné a rovnicu 4.69 môžeme prepísať ako:

$$A_z = A_0 e^{Fz}, \quad (4.71)$$

kde A_0 je počiatočná hodnota vektoru na pozícii $z = 0$, ktorú vieme definovať:

$$A_0 = [1, 0, 0, \cdots, 0], \quad (4.72)$$

takže prenosovú maticu vieme napísať ako:

$$T = e^{FL}. \quad (4.73)$$

Mieru prenosu pre jadrový vid môžeme definovať vzorcom:

$$\rho = \frac{A^{\text{co}}(L)}{A^{\text{co}}(0)} = A^{\text{co}}(L). \quad (4.74)$$

V prípade nehomogénnej LPFG, rozdelíme túto mriežku do malých segmentov a s každým takýmto segmentom budeme narábať ako s homogénnym. Prenosovú maticu pre i -tý segment vieme napísať ako:

$$T_i = e^{FL_i}, \quad (4.75)$$

kde L_i je dĺžka i -teho segmentu. Celková prenosová maticu takejto mriežky potom zapíšeme:

$$T = T_0 \cdot T_1 \cdot \dots \cdot T_N. \quad (4.76)$$

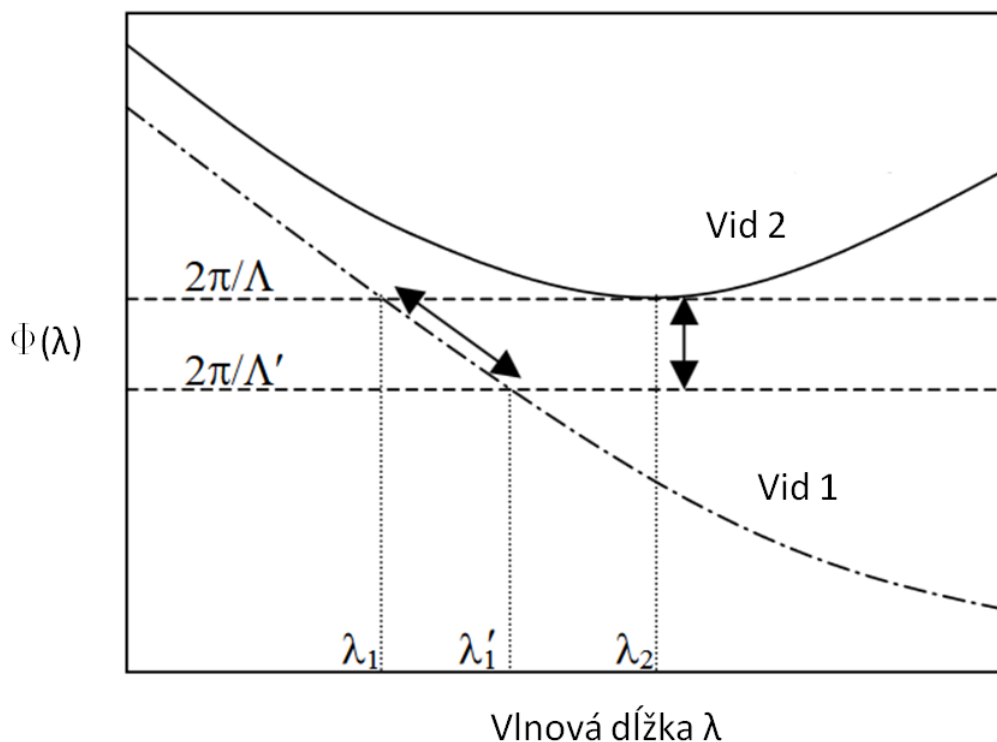
Pre náročnosť a zdĺhavosť prepisu všetkých rovníc, čitateľa odporúčam na vyjadrenie koeficientov naviazania a ostatných parametrov na literatúru [30, 32, 33].

4.6 Otočný bod v LPFGs

Pre vyššie rády plášťových vidov, krivky fázového prispôsobenia vykazujú konkávny tvar smerom dole, v určitom uvažovanom rozsahu vlnových dĺžok. Tento bod zlomu, kedy sa nám u plášťových vidov vyšších rádov mení tvar kriviek, nazývame „otočný bod TAP“ (Turn around point). Pri naväzovaní vidov medzi jadrovými a plášťovými vidmi nižšieho rádu, variácie snímacích prvkov sú odrazené a merané pomocou posunu rezonančnej vlnovej dĺžky, ktorá je priamym dôsledkom monotónne rastúcej krivky fázy v zodpovedajúcej skúmanej šírke pásma. Naproti tomu, pre krivky fázového prispôsobenia, ktoré majú TAP, každá mriežková perióda robí dva prechody s krivkou fázového prispôsobenia naviazaných plášťových vidov, ktoré zodpovedajú zdvojeným vrcholom v prenosovom spektre. Variácie snímacích prvkov v tomto prípade vedie k posuvu zdvojených vrcholov smerom k sebe alebo od seba. V extrémnych prípadoch, zdvojené vrcholy môžu byť spojené do jedného, ak TAP sa pohybuje v okolí mriežkovej periódy. Táto situácia je známa ako pred-TAP región [35, 36].

Rovnicu fázového prispôsobenia môžeme pre TAP transformovať na:

$$\Phi(\lambda) = 2\pi \frac{n_{\text{eff}}^{\text{co}} - n_{\text{eff}}^{\text{cl}}}{\lambda_{\text{rez}}} = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (4.77)$$



Obr. 4.3: LPFGs rezonancie pre naviazané plášťové vidy zobrazené graficky, priesečníkom disperznej funkcie $\Phi(\lambda)$ a periódou mriežky [35].

Na obr. 4.3 vidíme, že pre plášťový vid (vid 1), rezonančný posuv z λ_1 do λ_2 zodpovedá periódovému posuvu mriežky z Λ_1 do Λ_2 . Pre plášťový vid (vid 2), rezonančná vlnová dĺžka sa nemení, λ_2 , ale mriežková perióda sa mení, hoci sila rezonancie je odlišná. Toto spojenie medzi jadrovým a plášťovým vidom (vid 2) má kvadraticky-disperznú charakteristiku.

Napríklad, pre naviazanie medzi vedeným vidom a plášťovým vidom (vid 1), $\Phi(\lambda)$ je monotónne klesajúca funkcia $\frac{2\pi}{\Lambda}$. Ak na vlákno pôsobí nejaký tlak/napätie, rezonančný vlnová dĺžka sa posunie na novú hodnotu, toto je princíp deformačných senzorov. Avšak, ak má naviazanie medzi jadrovým vidom a plášťovým vidom tvar paraboly, akákoľvek zmena napätia alebo teploty zmení len silu naviazania medzi jadrovým a plášťovým vidom s pevnou rezonančnou vlnovou dĺžkou.

Rezonančná vlnová dĺžka sa mení lineárne so zmenou periódy mriežky [35]:

$$\delta\lambda = -\frac{2\pi}{a_1\Lambda^2} \cdot \delta\Lambda, \quad (4.78)$$

avšak niekedy sa lineárny koeficient a_1 stratí ($a_1 = 0$) na konkrétnej rezonančnej

vlnovej dĺžke. Vtedy dominuje kvadratický člen a_2 :

$$\delta\lambda = \pm \left(-\frac{2\pi}{a_2\Lambda^2} \cdot \delta\Lambda \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.79)$$

Na LPFGs vyrobených na báze TAP fázového prispôsobenia sa zakladajú snímače teploty, tlaku a indexu lomu. Vhodou úpravou týchto mriežok, kedy ich potiahneme vhodnou funkčnou fóliou, majú potenciál aj pre vysoko citlivé chemické účely.

4.7 Citlivosť v LPFGs

Citlivosť LPFGs je ovplyvnené ich periódou, poradím plášťových vidov na ktorých nastáva naväzovanie a zložením optického vlákna. Táto kombinácia vplyvov umožňuje zhotovenie LPFGs, ktoré reagujú na celý rad meraných veličín. Jedna LPFG môže mať útlmové pásma, ktoré majú pozitívnu citlivosť k meranej veličine, iné, ktoré sú citlivé na meranej veličine a ďalšie, ktoré majú negatívnu citlivosť [14].

4.7.1 Teplotná citlivosť

Teplotná citlivosť je pre radu telekomunikačných a senzorických zariadení veľmi dôležitý paramter. Napríklad, pre vytvorenie teplotných senzorov, tepelne laditeľné (vyladené) filtre, je potrebná. Teplotnú citlivosť vieme popísať deriváciou rovnice 4.12 s rešpektovaním teploty:

$$\frac{d\lambda}{dT} = \frac{d\lambda}{d(\delta n_{\text{eff}}^{\text{co}})} \left(\frac{dn_{\text{eff}}^{\text{co}}}{dT} - \frac{dn_{\text{eff}}^{\text{cl}}}{dT} \right) + \Lambda \frac{d\lambda}{d\Lambda} \frac{1}{L} \frac{dL}{dT}, \quad (4.80)$$

kde λ je stredná vlnová dĺžka útlmového pásma, T je teplota, $n_{\text{eff}}^{\text{co}}$ je efektívny index lomu v jadre vlákna, $n_{\text{eff}}^{\text{cl}}$ je efektívny index lomu v plášti vlákna, $\delta n_{\text{eff}} = (n_{\text{eff}}^{\text{co}} - n_{\text{eff}}^{\text{cl}})$, L je dĺžka LPFG a Λ je perióda LPFG [14]. Pravá strana rovnice obsahuje dve podmienky, ktoré môžu byť oddelené ako dve prispievajúce podmienky reakcie vlnovej dĺžky. Prvý člen reprezentuje účinok termo-optický (rôzne druhy vlákien majú termo-optické koeficienty) a druhý člen reprezentuje príspevok vlnovodu, pretože závisí na zmenách periódy LPFG [7].

4.7.2 Tlaková citlivosť

Tieto štruktúry boli integrované, pretože umožňujú chytré monitorovanie parametrov, ako sú zaťaženie, tlakové namáhanie či vibrácie. Odozva týchto mriežok nastáva kvôli meniacemu sa efektívnemu indexu lomu jadra a plášťa v dôsledku elasto-optického efektu. Deriváciou rovnice 4.12, s rešpektovaním namáhania (tlaku) získame rovnicu:

$$\frac{d\lambda}{d\epsilon} = \frac{d\lambda}{d(\delta n_{\text{eff}}^{\text{co}})} \left[\frac{dn_{\text{eff}}^{\text{co}}}{d\epsilon} - \frac{dn_{\text{eff}}^{\text{cl}}}{d\epsilon} \right] + \Lambda \frac{d\lambda}{d\Lambda}, \quad (4.81)$$

kde ϵ je tlak. Prvý člen na pravej strane rovnice je materiálový príspevok a druhý je príspevok vlnovodu [29]. Pre LPFGs s periódou $>100 \mu\text{m}$ je materiálový príspevok negatívny a príspevok vlnovodu pozitívny.

4.7.3 Citlivosť zmeny indexu lomu

V LPFGs sú efektívne indexy lomu plášťa závislé na indexe lomu okolitého prostredia. Deriváciou rovnice 4.12 vyplíva, že zmena indexu lomu plášťa vedie k zmene strednej vlnovej dĺžky útlmových pásiem. Teda zmena indexu lomu obklopujúceho LPFGs bude mať za následok posun vlnovej dĺžky k útlmovému pásmu. Posun vlnovej dĺžky k zmene indexu lomu vieme napísať ako:

$$\frac{d\lambda}{dn_{\text{ext}}} = \frac{d\lambda}{d\delta n_{\text{eff}}} \frac{d\delta n_{\text{eff}}}{dn_{\text{ext}}}, \quad (4.82)$$

$$\frac{d\lambda}{d\delta n_{\text{eff}}} = \frac{\lambda}{\delta n_{\text{eff}} - \delta n_g}. \quad (4.83)$$

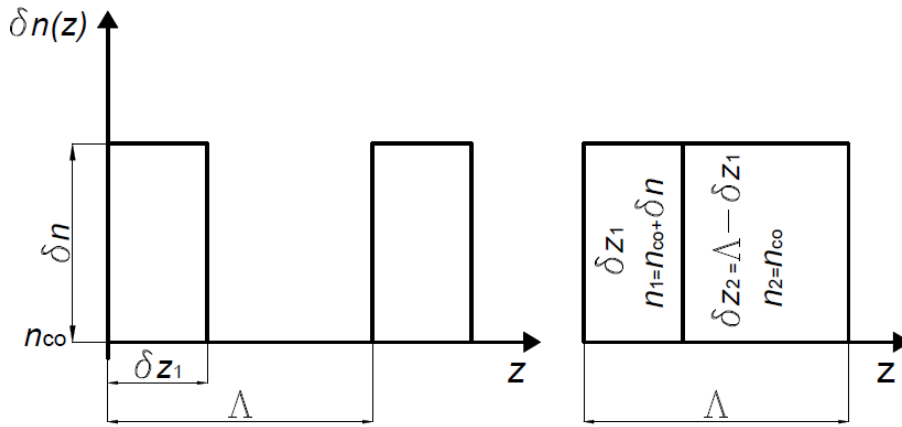
Prvý člen na pravej strane rovnici 4.82 je vyjadrený v rovnici 4.83 a ukazuje závislosť na δn_{eff} a na indexe diferenciálnej skupiny δn_g . δn_g určuje spektrálne chovanie pásma a je závislé na spektrálnych vlastnostiach vlákien, rovnako ako na perióde. Rovnica 4.82 upravuje spektrálnu odozvu LPFG pre okolité indexy, ktoré umožňujú šírenie v plášťových vidoch, to je, keď $n_{\text{ext}} < n_{\text{cl}}$.

Pretože každé pásmo predstavuje efekt naväzovania do plášťového vidu, pre každé pásmo existuje iná citlivosť. To znamená, že plášťový vid vyššieho rádu vykazuje vyššiu citlivosť [29, 7, 14].

5 PRAKTICKÁ ČASŤ

V tejto časti si reálne priblížime teoretické predpoklady popísané v predchádzajúcich kapitolách. Zameriame sa na výpočet efektívneho indexu lomu jadra a plášťa, $n_{\text{eff}}^{\text{co}}$, $n_{\text{eff}}^{\text{cl}}$. Zo získaných indexov potom vieme pri určitej rezonančnej vlnovej dĺžke mriežky λ_{rez} vypočítať mriežkovú periódu Λ . V tejto práci uvažujem o LPFGs, ktoré zahŕňajú interakciu medzi jadrovým vidom a jedným plášťovým vidom, v určitom rozsahu vlnových dĺžok.

Pri definícii metódy point-by-point (viď. kapitola 3.3.3) sme si popisovali, že osvit vlákna prebieha úzkym zväzkom a následne sa vlákno posunie o vzdialenosť odpovedajúcej jednej perióde. To si môžeme popísať približne obdĺžnikovým priebehom definovaným parametrami podľa obr. 5.1.



Obr. 5.1: Určenie vzorkov a parametrov vrstiev pre point-by-point metódu [2].

Vzdialenosť δz_1 je daná priemerom dopadajúceho zväzku d_{Beam} . V tomto mieste dochádza k osvitu vlákna, ktoré spôsobuje zvýšenie indexu lomu jadra n_{co} o δn . Perióda mriežky Λ je daná posunom vlákna, po dĺžku $\Lambda - \delta z_1$ nie je vlákno vystavené UV žiareniu. Matematický popis priebehu je daný rovnicami [2]:

$$n(z) = n_{\text{co}} + \delta n, \quad z \in \langle 0, z_1 \rangle, \quad (5.1)$$

$$n(z) = n_{\text{co}}, \quad z \in \langle z_1, \Lambda \rangle. \quad (5.2)$$

Následné vytvorenie vrstiev je potom jednoduché, pretože každá perióda mriežky sa skladá z dvoch vrstiev, vrstvy s indexom lomu $n_{\text{co}} + \delta n$ a dĺžkou δz_1 a vrstvy s indexom lomu n_{co} o δz_2 .

Aby sme mohli modelovať takéto mriežky, najskôr ich musíme rozdeliť do niekoľkých sekcií, pričom každá sekcia musí mať priradené profily apodizácie a chirpu, teda $\delta n = \delta n(z)$ a $\Lambda = \Lambda(z)$. V rámci týchto sekcií sú parametre δn a Λ považované za konštantné.

Zadefinujme si ešte poslednú vec a to, že zmeny indexu LPFG pozdĺž jadra jednovidového vlákna sú dané vzťahom [45]:

$$\delta n(z) = \delta n_{dc}(z) + \delta n_{ac}(z) \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \phi(z)\right), \quad (5.3)$$

kde z je pozícia pozdĺž vlákna ($0 \leq z \leq L$), Λ je perióda mriežky, L je dĺžka mriežky, $\delta n_{dc}(z)$ sú zmeny priemerného indexu v jadre n_{avg} , $\delta n_{ac}(z)$ sú zmeny mriežkovej amplitúdy a $\phi(z)$ je chirp mriežky. Zložka „ac“ môže byť kladná aj záporná, „dc“ nadobúda len kladné hodnoty.

5.1 Výpočet n_{eff} a Λ

V tabuľke 5.1 vidíme vstupné parametre simulácie, ktoré nám budú slúžiť na výpočet n_{eff}^{co} , n_{eff}^{cl} a λ_{rez} . Pri výpočte je použitý 2-vrstvový model, ktorý bol rozoberaný v kapitolách 4.3 a 4.4. Pri výpočte plášťových vidov používame aproximáciu, že vlákno môže byť považované za multividovú indexovú štruktúru, ktorá ignoruje jadro. Tým vieme použiť zjednodušenú analýzu plášťových vidov.

Výsledky sú získané pomocou software Matlab, kde bola vytvorený program Vypocet.m, ktorý slúži na výpočet potrebných hodnôt n_{eff} a Λ . Výstup z týchto výpočtov je vložený do tabuľky 5.2.

n_{co}	1,458
n_{cl}	1,45
a_{co}	2,5[μm]
a_{cl}	62,5[μm]
λ_{rez}	1450[nm]
N	6

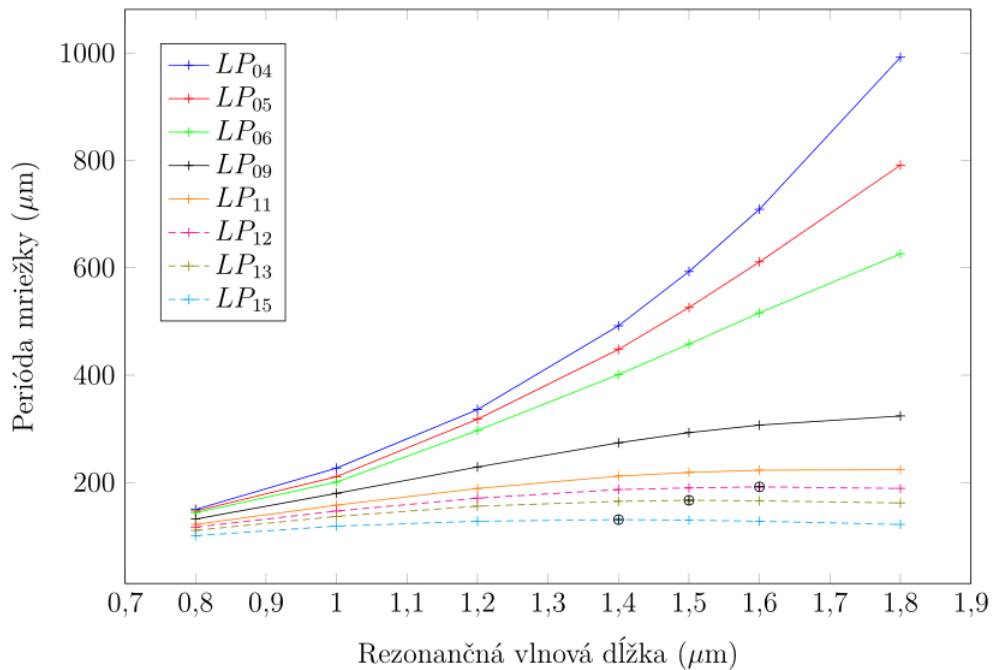
Tab. 5.1: Vstupné parametre simulácie

Na obr. 5.2 vidíme, že pre danú periódu mriežky, LPFG môže naväzovať energiu zo základného jadrového vidu súčasne do viacerých ďalších plášťových vidov, na rôznych rezonančných vlnových dĺžkach. Pre konkrétnu rezonančnú vlnovú dĺžku môžeme vybrať konkrétnu periódu mriežky, aby LPFG naviazala základný jadrový

Vid	n_{eff} (2 – vrstvomý model)	$\Lambda [\mu\text{m}]$
LP_{01}	1,4523	-
LP_{02}	1,4499	604
LP_{03}	1,4498	580
LP_{04}	1,4496	537
LP_{05}	1,4493	483
LP_{06}	1,4489	426

Tab. 5.2: Výpočet n_{eff} jadrového vidu (LP_{01}), plášťových vidov ($LP_{02} - LP_{06}$) a periódy mriežky Λ pomocou 2-vrstvomého modelu.

vid do konkrétneho plášťového vidu. Čím vyššie je číslo viazaného vlákňového vidu, tým kratšia perióda mriežky je potrebná k jeho naviazaniu. Poslednou vecou, ktorá je využívaná s veľkou výhodou na senzorické účely, je otočný bod v LPFGs (TAP). Ako vidíme z obrázku, pre prvých pár vidov sa so zvyšujúcou Λ zvyšuje aj λ_{rez} . Avšak od určitého plášťového vidu môžeme spozorovať, ako sa v určitom mieste „otáča“ závislosť $d\Lambda/d\lambda_{\text{rez}}$. V našom prípade to vidíme na vidoch LP_{12} ($\lambda_{\text{rez}} = 1,6 \mu\text{m}$), LP_{13} ($\lambda_{\text{rez}} = 1,5 \mu\text{m}$) a LP_{15} ($\lambda_{\text{rez}} = 1,4 \mu\text{m}$).



Obr. 5.2: Perióda mriežky Λ ako funkcia rezonančnej vlnovej dĺžky λ_{rez} .

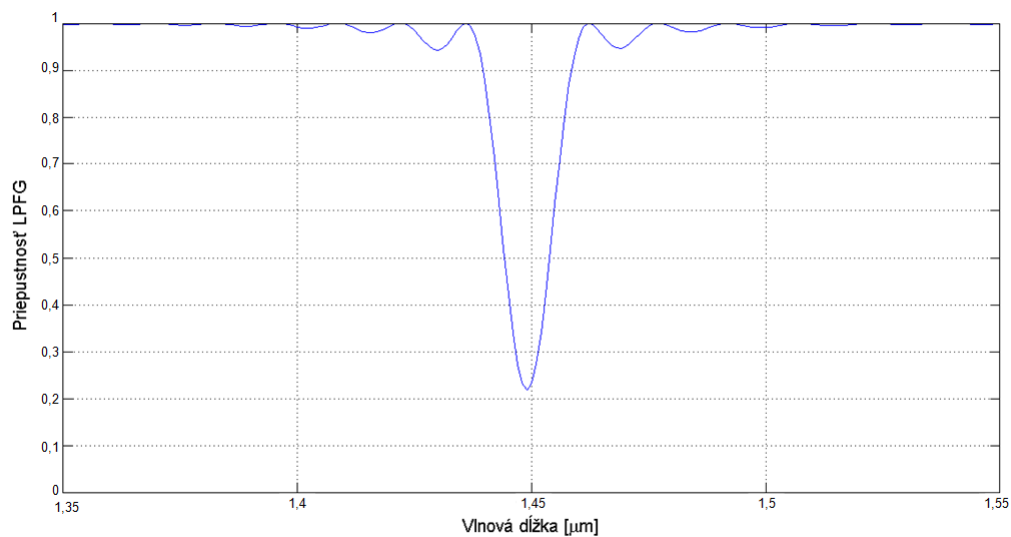
Pretože zmena Λ môže byť spôsobená napr. zmenou okolitej teploty, alebo tlakom pôsobiacim na mriežku, citlivosť mriežky sa zväčšuje so zvyšujúcim sa poradím naviazaného vidu. Práve táto vlastnosť sa najviac uplatňuje v senzorických aplikáciách, v ktorých sa s veľkou výhodou uplatňuje práve spomínaný „otočný bod“.

5.2 Homogénne mriežky

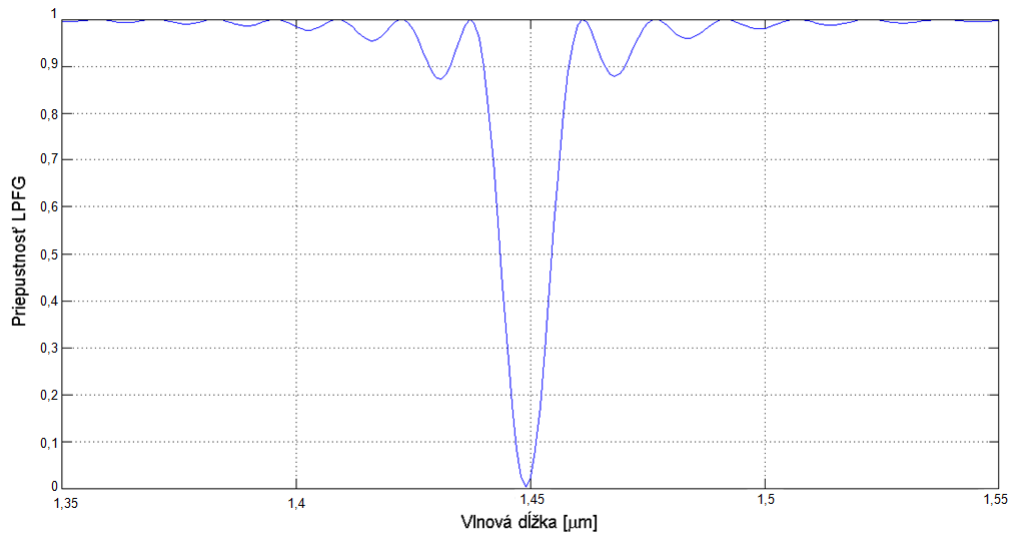
V nasledujúcich obrázkoch si zobrazíme typické spektrum priepustnosti homogénnej LPFG. Zameriame sa na vplyv fotoinduktívnej zmeny indexu lomu, δn . Vplyvom zvyšujúcej sa hodnoty δn môžeme sledovať, ako nám po oboch stranách hlavného maxima vznikajú postranné laloky, ktoré sú pre väčšinu aplikácií nežiaduce. Tieto postranné laloky sa dajú veľmi účinne eliminovať vhodným apodizačným profilom.

K simuláciám v tejto kapitole bol použitý m-file súbor Homogenne.m. V tomto programe je zostrojený zjednodušený pohľad na priepustnosť LPFG, v ktorom sa nezapočítava vplyv disperzie, útlmu a ďalších iných vlastností v optickom vlákne.

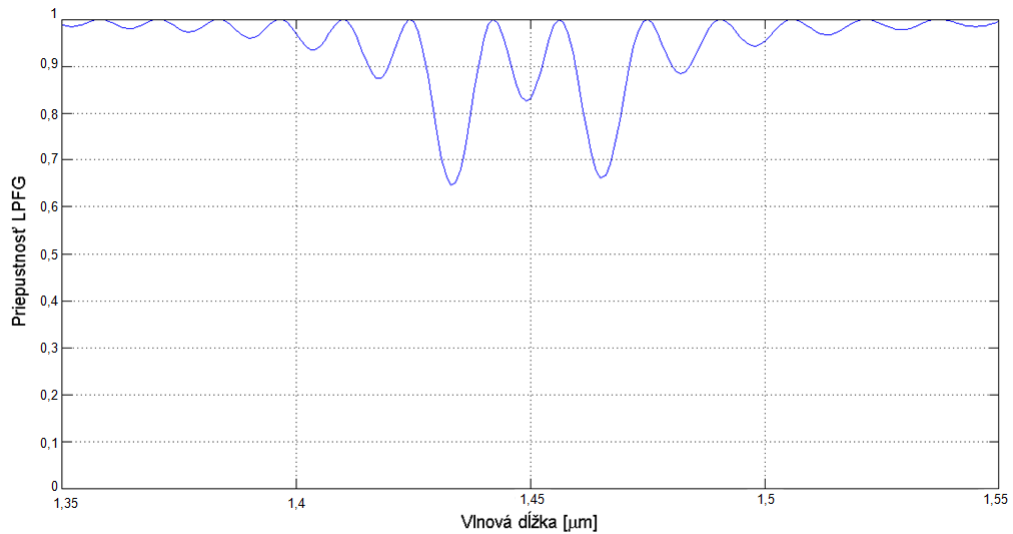
Na obr. 5.3 - 5.6 vidíme typické spektrum priepustnosti LPFG. Perióda mriežky je $483\text{ }\mu\text{m}$, dĺžka mriežky je 5 cm , δn je rozdielna počas simulácie a podporuje naviazanie plášťového vidu LP_{05} na rezonančnej vlnovej dĺžke 1450 nm .



Obr. 5.3: Spektrum priepustnosti LPFG s $\Lambda = 483\text{ }\mu\text{m}$, $\delta n = 1 \times 10^{-5}$ a $L = 5\text{ cm}$, ktoré umožňujúci naviazanie LP_{05} plášťového vidu na rezonančnej vlnovej dĺžke 1450 nm .

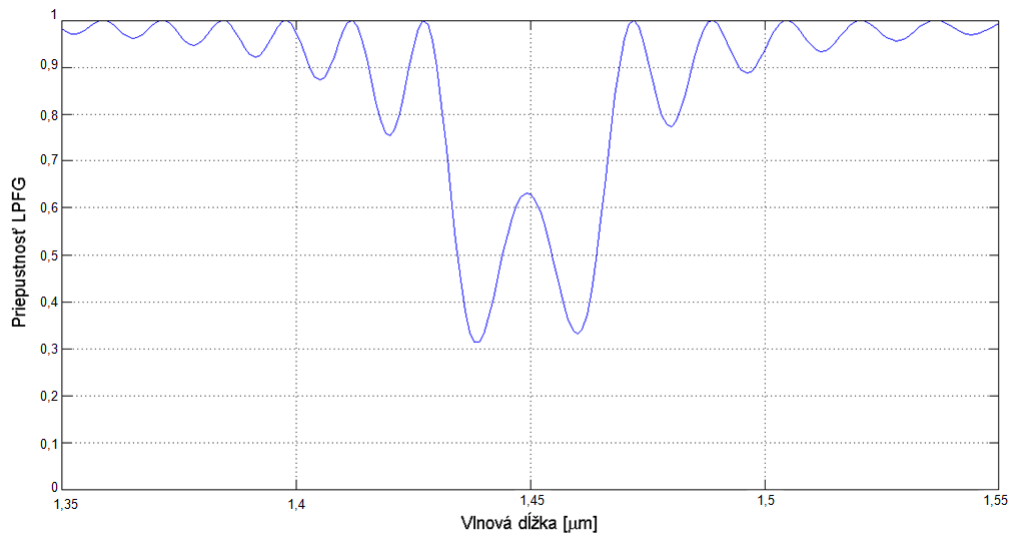


Obr. 5.4: Spektrum priepustnosti LPFG s $\Lambda = 483 \mu\text{m}$, $\delta n = 1,5 \times 10^{-5}$ a $L = 5 \text{ cm}$, ktoré umožňujúci naviazanie LP_{05} plášťového vidu na rezonančnej vlnovej dĺžke 1450 nm.



Obr. 5.5: Spektrum priepustnosti LPFG s $\Lambda = 483 \mu\text{m}$, $\delta n = 2,5 \times 10^{-5}$ a $L = 5 \text{ cm}$, ktoré umožňujúci naviazanie LP_{05} plášťového vidu na rezonančnej vlnovej dĺžke 1450 nm.

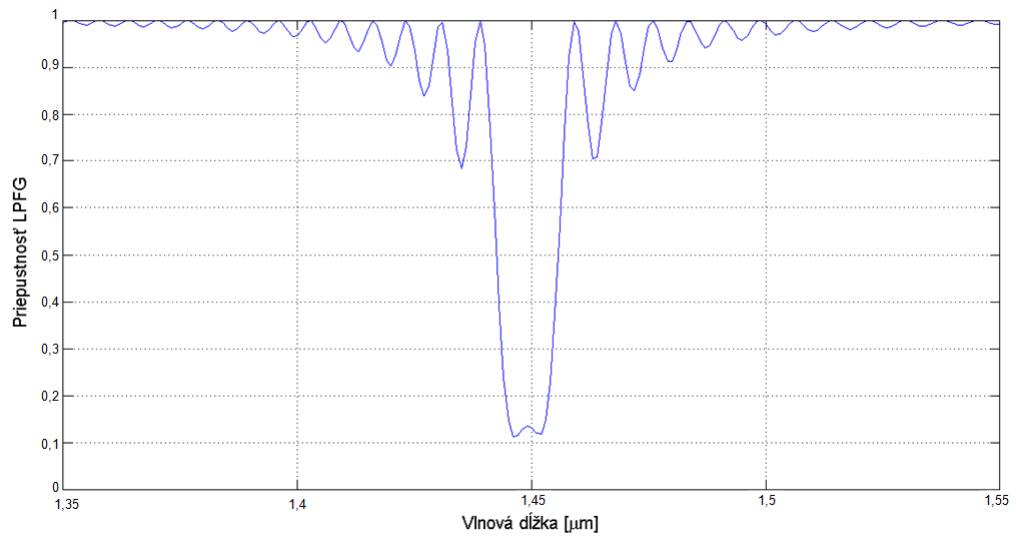
Z odsimulovaných výsledkov vidíme, že priepustnosť LPFG je funkciou zmeny fotoinduktívnej zmeny indexu lomu. Na obr. 5.3 vidíme, že prvé hlavné maximum na $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$ sa stáva väčšie smerom nadol, čo znamená, že stále viac a viac



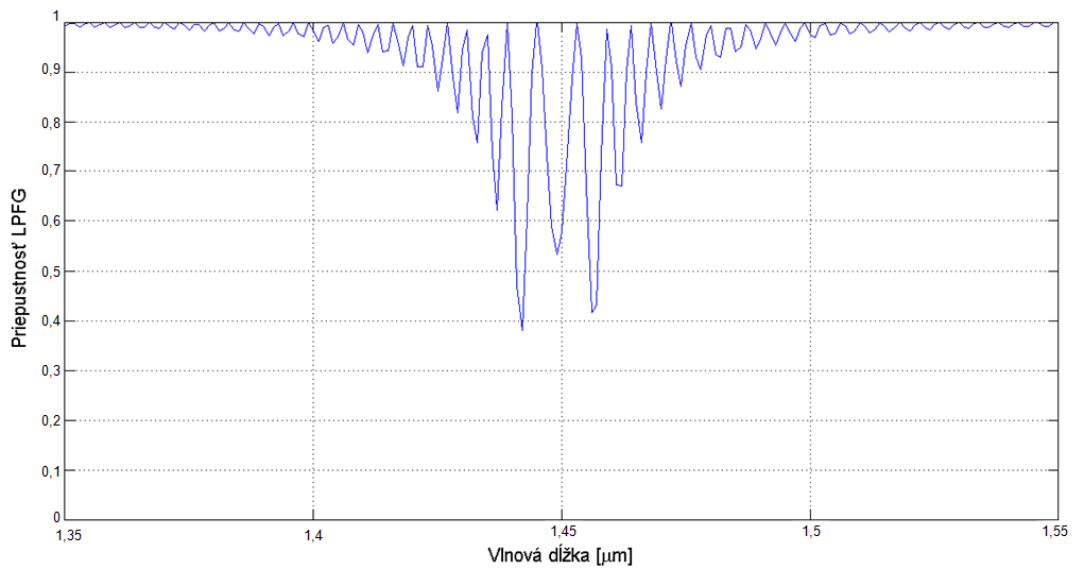
Obr. 5.6: Spektrum priepustnosti LPFG s $\Lambda = 483 \mu\text{m}$, $\delta n = 3,5 \times 10^{-5}$ a $L = 5 \text{ cm}$, ktoré umožňujúci naviazanie LP_{05} plášťového vidu na rezonančnej vlnovej dĺžke 1450 nm.

energie je naviazanej z jadrového vidu LP_{01} do plášťového vidu LP_{05} . Obr. 5.4 nám znázorňuje, že hlavné maximum dosahuje najväčšiu amplitúdu, zatiaľ čo postranné laloky sa stávajú stále väčšie a väčšie. Tento jav sa nazýva „overcoupling“ - energia plášťového vidu LP_{05} na hlavnom maxime sa naväzuje späť do jadrového vidu, zatiaľ čo energia jadrového vidu LP_{01} sa stále kontinuálne naväzuje do plášťového vidu LP_{05} na iných vlnových dĺžkach, viď obr. 5.5. Na určitej hodnote δn (v našom prípade $\delta n = 3,5 \times 10^{-5}$) hlavné maximum zmizne, čo znamená, že energia plášťového vidu LP_{05} je kompletne naviazaná do jadrového vidu, viď obr. 5.6. Postranné laloky majú v podstate také isté správanie.

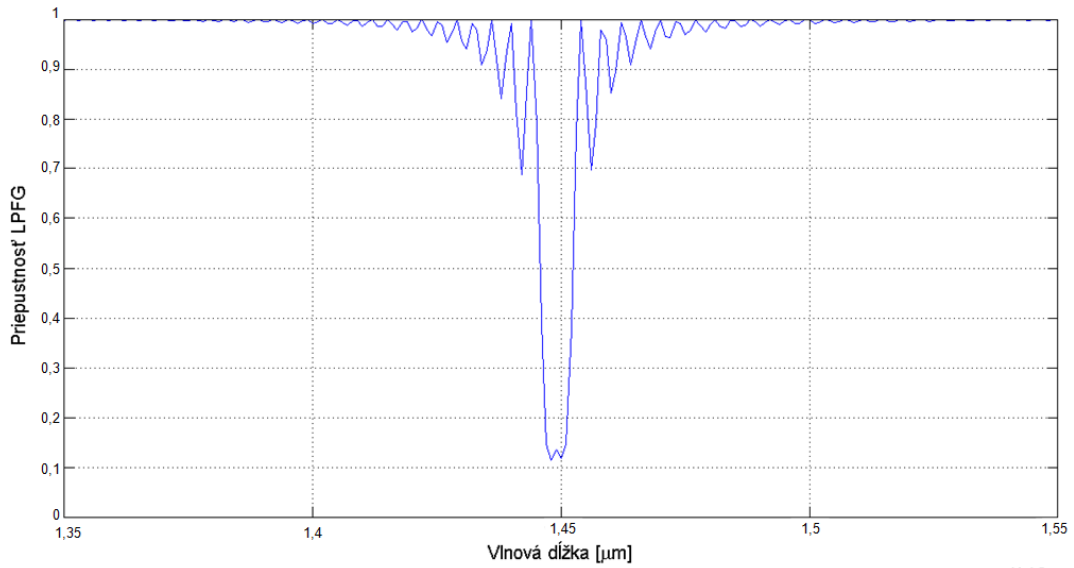
Ďalším dôležitým parametrom, ktorý sa podieľa na zmene spektra priepustnosti LPFG, je dĺžka mriežky L . Z obr. 5.7 - 5.9 vidíme, že s narastajúcou dĺžkou mriežky sa šírka pásma LPFG zužuje. Zároveň vidíme, že ak chceme pre tieto mriežky zachovať rovnakú hodnotu priepustnosti, tak musíme zmenu δn primerane upravovať. Ak napríklad chceme zdvojnásobiť dĺžku mriežky, tak naopak δn musí byť dvojnásobne menšie.



Obr. 5.7: Spektrum priepustnosti LPFG s $\Lambda = 483 \mu\text{m}$, $\delta n = 2 \times 10^{-5}$ a $L = 10$ cm.



Obr. 5.8: Spektrum priepustnosti LPFG s $\Lambda = 483 \mu\text{m}$, $\delta n = 2 \times 10^{-5}$ a $L = 20$ cm.



Obr. 5.9: Spektrum priepustnosti LPFG s $\Lambda = 483 \mu\text{m}$, $\delta n = 1 \times 10^{-5}$ a $L = 20 \text{ cm}$.

5.3 Návrh negomogénnych LPFGs mriežok

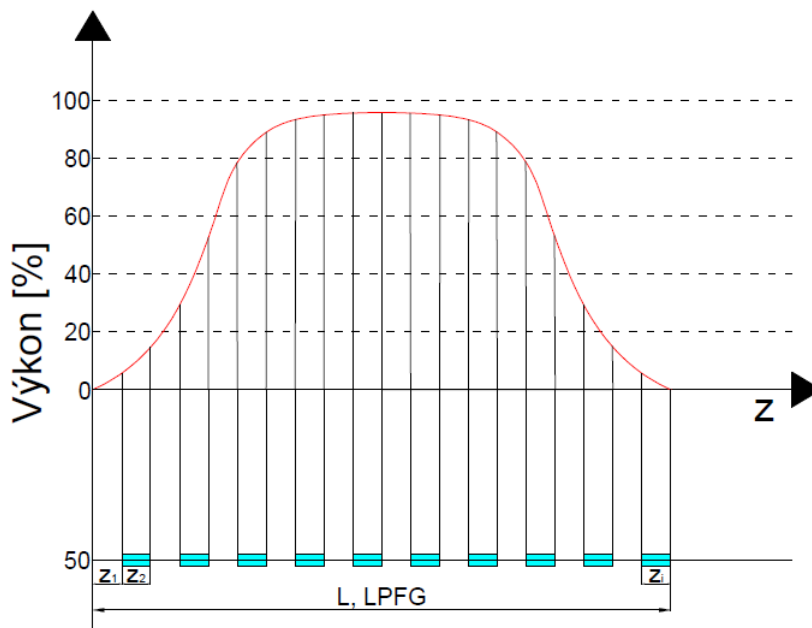
V tejto podkapitole si popíšeme konkrétne modely vedúce k apodizácii a chirpu LPFGs, ktoré budú slúžiť ako predpoklad pre simuláciu v simulačnom software Matlab. Následne by malo byť možné overiť tieto modely aj pri konkrétnej výrobe, kedy metódou point-by-point vieme vpisovať rôzne typy mriežok a samozrejme aj s rôznymi parametrami.

K simuláciám v tejto kapitole bol použitý m-file súbor Nehomogenne.m. V tomto programe je zostrojený zjednodušený pohľad na priepustnosť LPFG, v ktorom sa nezapočítava vplyv disperzie, útlmu a ďalších iných vlastností v optickom vlákne.

V tejto podkapitole sa opieram hlavne o prácu [39], kde bol ukázaný vplyv apodizácie a chirpovania, následne o prácu [45], kde je ukázaný vplyv priemernej zmeny indexu lomu n_{avg} . Odvôdnujem to z tej príčiny, že uplatnenie iných, ako homogénnych štruktúr s dlhou periódou nebolo v súčasnej dobe príliš overované simuláciami a praktickými experimentálnymi testami. Z vyššie uvedených prác ale vyplýva, že na základe teoretickej analýzy je táto cesta prakticky možná a má význam sa touto problematikou zaoberať.

5.3.1 Apodizované mriežky

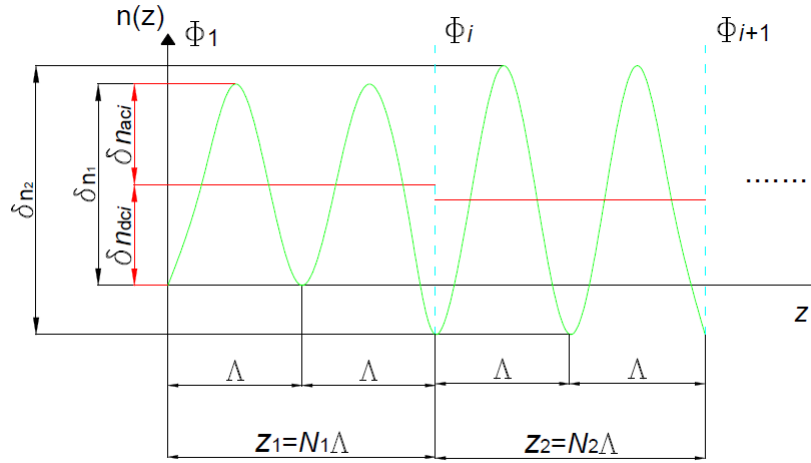
Ako bolo popisované v predchádzajúcich kapitolách, apodizáciou vieme ovplyvňovať výrazným spôsobom parametre mriežky. Homogénne vláknové mriežky majú v spektrálnom rozsahu okrem hlavného odrazeného maxima aj určitý počet vedľajších rezonancií (postranné laloky). Tieto postranné laloky predstavujú parazitné odrazy v odrazenom signále a určujú hladinu šumu. Odstup signálu od šumu vieme výrazne meniť zavedením vhodného apodizačného profilu.



Obr. 5.10: Schématický diagram apodizovanej LPFG.

V hornej časti obr. 5.10 je znázornený predexponovaný profil apodizácie, napr. Gaussov profil. Toto predexponovanie vieme dosiahnuť napr. kontinuálnym zvyšovaním a znižovaním výkonu laseru, čo nám spôsobí zmenu indexu lomu jadra vlákna, ktorá je úmerná práve intenzite dopadajúceho žiarenia. Jednotlivé zmeny amplitúdy budú rozdielne pre rozdielne sekcie, z_i . Následne je prevedený zápis konkrétnej mriežky, kedy už výkon laseru môžeme ponechať nastavený na rovnakej výkonovej úrovni pre každú sekciu mriežky, z_i , viď spodná časť obr. 5.10. Jednotlivé sekcie mriežky, z_i , predstavujú homogénne časti mriežky, ktoré môžeme popísať napr. pomocou metódy prenosovej matice.

Na obr. 5.10 a obr. 5.11 vidíme jednu z možností, ako aplikovať profil apodizácie na LPFG. Z obrázkov vychádza, že sa jedná o štandardnú apodizáciu, takže v celej mriežke platí závislosť $\delta n = \delta n(z)$ a Λ je konštantná. Takáto apodizácia nám spôsobuje zmeny priemernej hodnoty efektívneho indexu, v dôsledku zmeny δn .

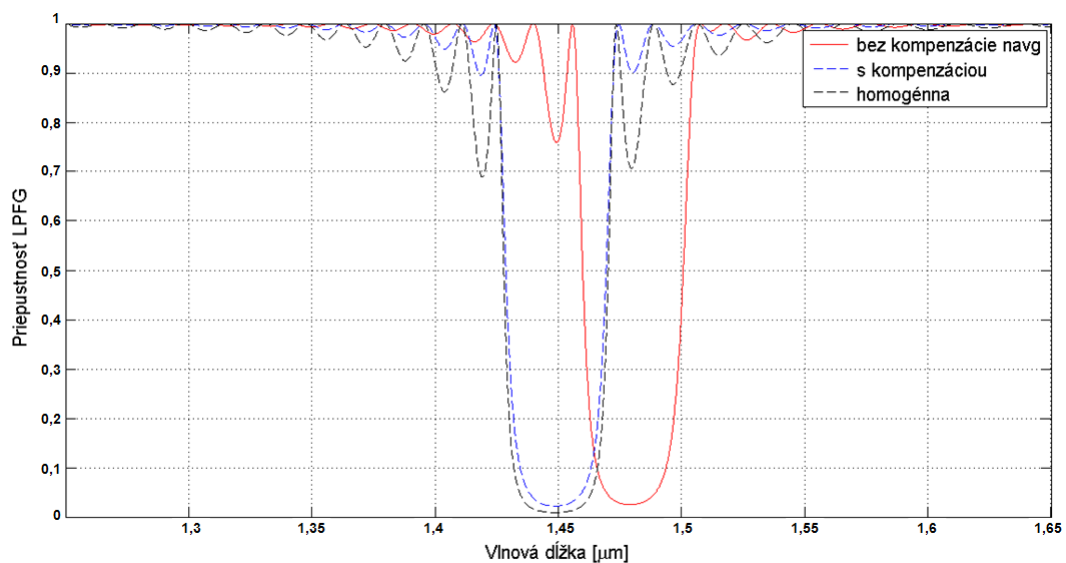


Obr. 5.11: Rozdelenie vláknovej mriežky na sériu mriežkových sekcií s konštantnou periódou mriežky, Λ a určitým profilom apodizácie $\delta n = \delta n(z)$.

Na obr. 5.12 je znázornený rozdiel medzi homogénnou mriežkou, apodizovanou mriežkou bez kompenzácie n_{avg} a s kompenzáciou. Koeficient β je pre obidve apodizované mriežky rovnaký. Vidíme, ako pri čistej apodizácii hlavné maximum ostáva na rezonančnej vlnovej dĺžke λ_{rez} a zároveň dochádza k symetrickému potláčaniu postranných lalokov na oboch stranách hlavného maxima. Pri štandardnej apodizácii je situácia odlišná. Vplyvom n_{avg} dochádza v takýchto mriežkach k posuvu λ_{rez} smerom k vyšším vlnovým dĺžkam a zároveň k nesymetrickému potláčaniu postranných lalokov. Ďalší popis jednotlivých mriežok bude popísaný v nasledujúcich podkapitolách.

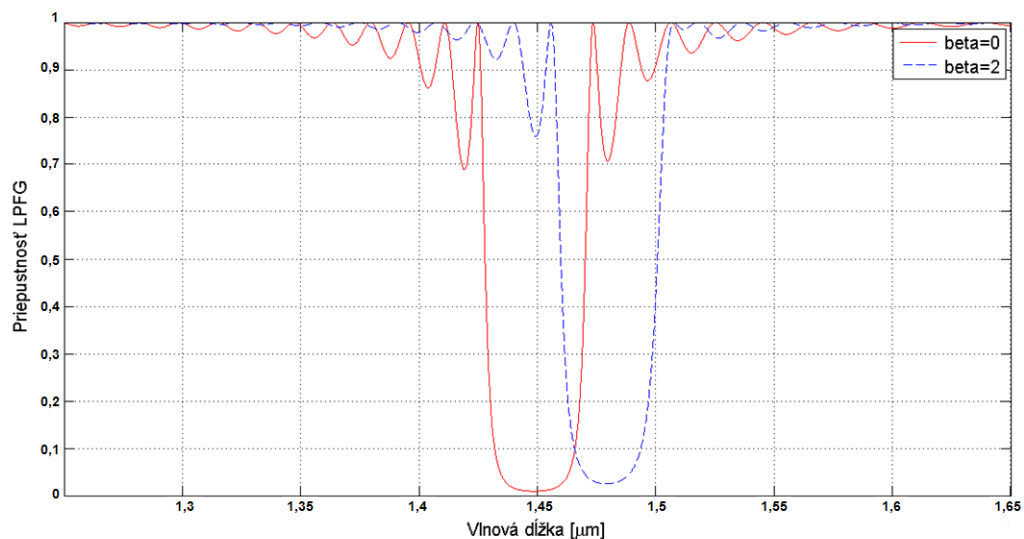
Apodizácia Gaussovým profilom

Závislosť $\delta n = \delta n(z)$ je tvorená časťou Gaussovej krivky so strednou hodnotou $L/2$ a smerodatnou odchýlkou danou parametrom β . Z obr. 5.13 vidíme 2 priebehy priepustnosti mriežok s rôznymi hodnotami β . Priebeh s koeficientom $\beta = 0$ je v podstate klasická homogénna mriežka, ktorá vykazuje značné postranné laloky okolo hlavného maxima. $\beta = 2$ je štandardne apodizovaná mriežka s Gaussovým profilom. Ako vidíme, so zvyšujúcim sa koeficientom β naozaj dochádza k potlačeniu postranných lalokov, ale zároveň vidíme, že vplyvom vnútorných rezonancií medzi jednotlivými časťami mriežky dochádza k deformácii spektrálnej charakteristiky. Takto apodizovaná mriežka má nesúmerné spektrum priepustnosti, vplyvom zmien priemernej hodnoty indexu lomu n_{avg} . Na strane k nižším vlnovým dĺžkam vidíme, že postranné laloky sú skoro na rovnakej úrovni ako pred apodizáciou, zatiaľ čo postranné laloky



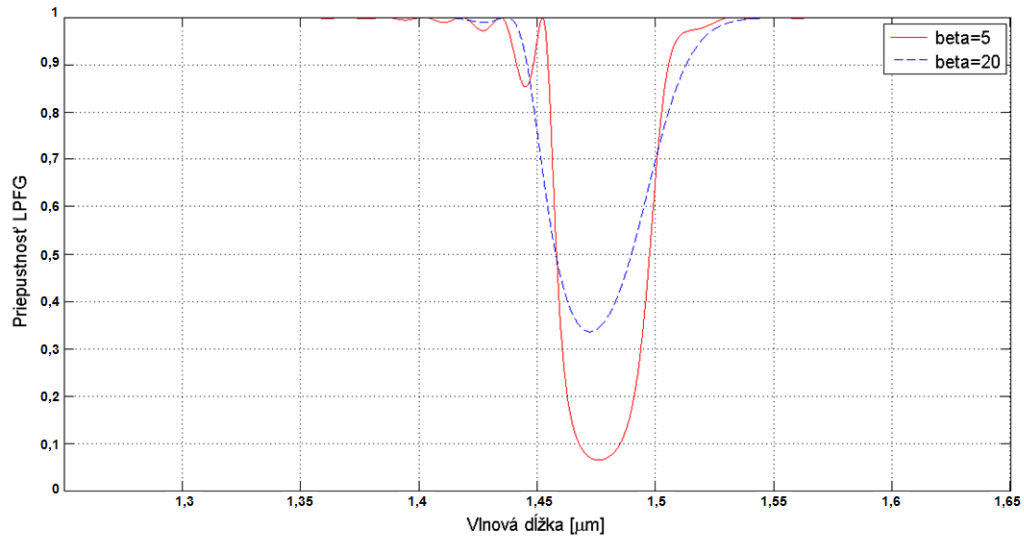
Obr. 5.12: Porovnanie spektra priepustnosti homogénnej, štandardne apodizovanej a čisto apodizovanej mriežky. $L = 4$ cm, $\delta n = 3,5 \times 10^{-5}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450$ nm, $\Lambda = 483$ μm pre vid LP_{05} .

na strane k vyšším vlnovým dĺžkam sú výrazne potlačené. Zároveň vidíme, že so

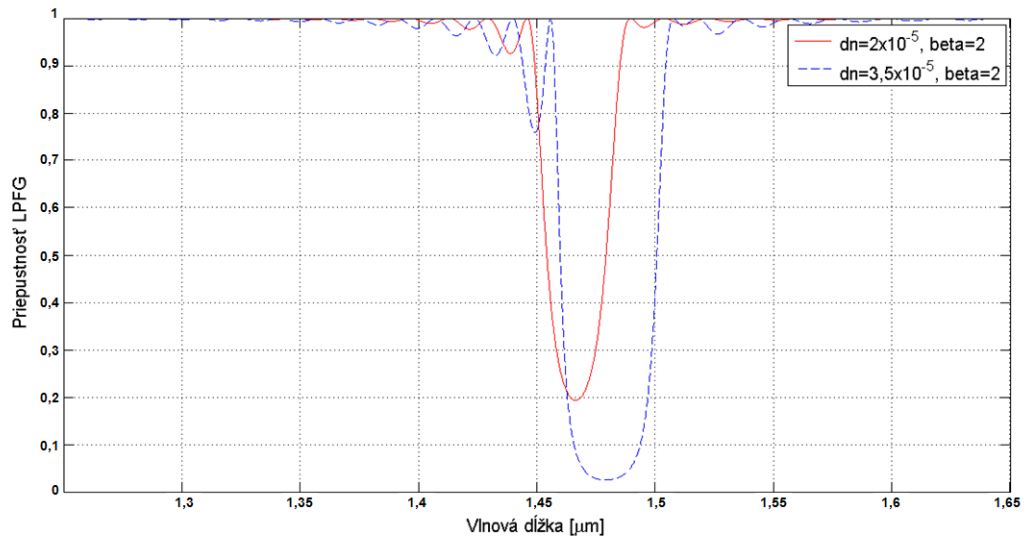


Obr. 5.13: Spektrálna závislosť priepustnosti LPFG so štandardne apodizovaným Gaussovým profilom, $L = 4$ cm, $\delta n = 3,5 \times 10^{-5}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450$ nm, $\Lambda = 483$ μm pre vid LP_{05} .

zvyšujúcim sa koeficientom β nedochádza len k potlačeniu postranných lalokov,



Obr. 5.14: Spektrálna závislosť priepustnosti LPFG so štandardne apodizovaným Gaussovým profilom, $L = 4$ cm, $\delta n = 3,5 \times 10^{-5}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450$ nm, $\Lambda = 483$ μm pre vid LP_{05} .



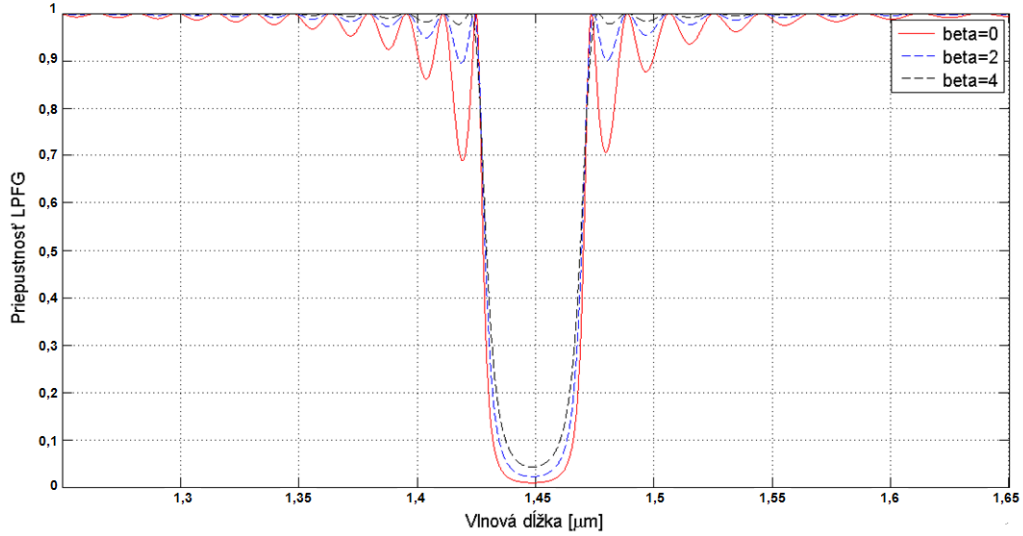
Obr. 5.15: Posun λ_{rez} v dôsledku zmeny δn . Jedná sa o štandardne apodizovanú LPFG s $L = 4$ cm, $\lambda_{\text{rez}} = 1450$ nm, $\Lambda = 483$ μm pre vid LP_{05} .

ale tiež k zväčšeniu šírky pásma priepustnosti a poklesu maximálnej priepustosti v spektrálnej odozve mriežky, viď obr. 5.14.

Posledná zaujímavá vec v takto apodizovaných mriežkach je pozícia hlavného maxima. Z obr. 5.15 vidíme, že so zvyšujúcou sa hodnotou δn sa nám posúva λ_{rez}

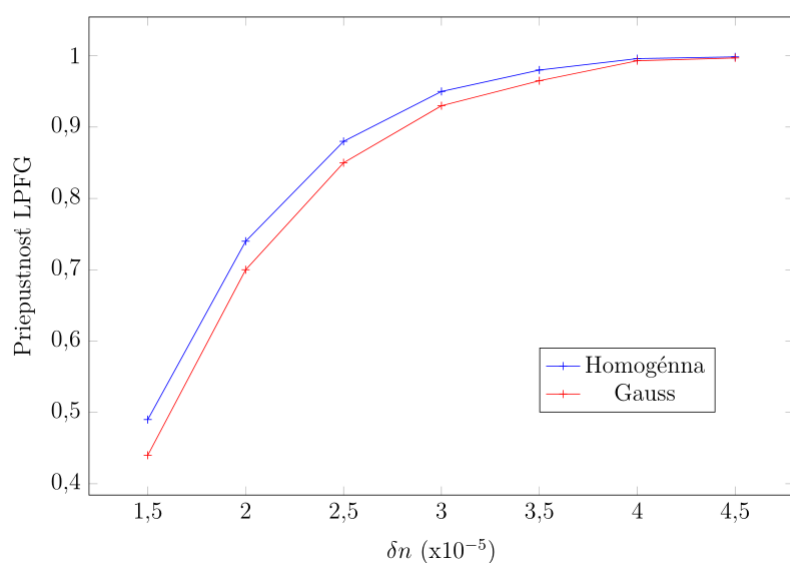
smerom k vyšším vlnovým dĺžkam. K tomuto rozladieniu λ_{rez} dochádza z dôvodu toho, že vplyvom zmeny δn dochádza ku zmene strednej hodnoty indexu lomu n_{avg} .

Rozdiel medzi nasledujúcim obrázkom obr. 5.16 a obr. 5.13 je v spôsobe apodizácie. Zatiaľ čo v obr. 5.13 sa jedná o štandardnú apodizáciu bez kompenzácie n_{avg} , v obr. 5.16 sa jedná o čisto apodizovanú mriežku. Vidíme, že v takto apodizovaných mriežkach nedochádza k deformácii postranných lalokov a zároveň ani k posunu λ_{rez} k vyšším hodnotám. Môžeme povedať, že λ_{rez} je konštantné v oblasti celej mriežky.

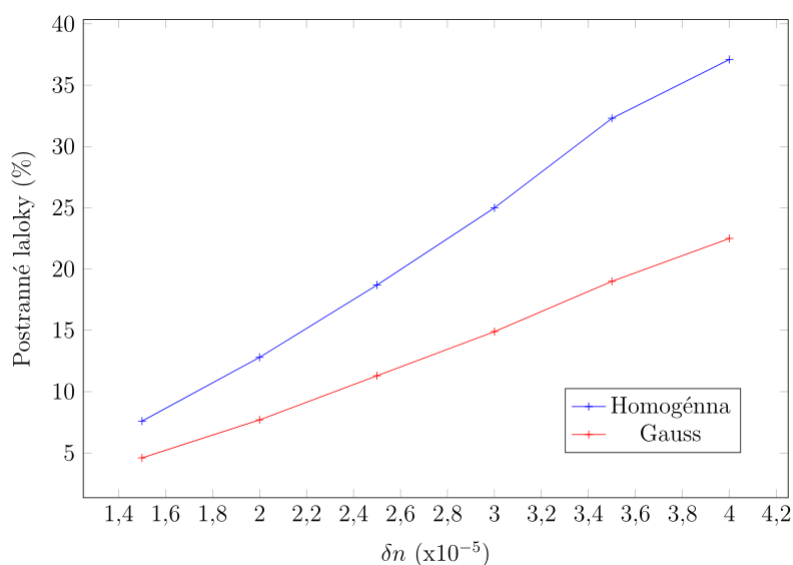


Obr. 5.16: Spektrálna závislosť priepustnosti mriežok s čisto apodizovaným Gaussovým profilom, $L = 4 \text{ cm}$, $\delta n = 3,5 \times 10^{-5}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$, $\Lambda = 483 \mu\text{m}$ pre vid LP_{05} .

Ak si porovnáme homogénne mriežky práve s apodizovanými vidíme zásadný rozdiel. Ak chceme pri homogénnych mriežkach zväčšovať odstup signálu od šumu, musíme naopak znižovať δn . To je ale značne neefektívne, pretože znižovaním δn sa nám zároveň znižuje aj priepustnosť LPFG. Preto sa používajú rôzne apodizačné profily, ktoré nám znižujú odstup signálu od šumu bez nutnosti znižovať hodnotu δn . Na obr. 5.17 vidíme závislosť priepustnosti LPFG mriežok na zmene δn . Vidíme, že homogénna mriežka má za tých istých podmienok ešte lepšie hodnoty priepustnosti ako apodizovaná mriežka. Mohlo by sa zdať, že je teda lepším riešením. Avšak obr. 5.18 nám to zásadne vyvracia. Na tomto obrázku vidíme závislosť narastania postranných lalokov práve na hodnote δn . Vidíme, že so zvyšujúcou sa hodnotou δn sa nám výrazne zvyšuje aj hodnota postranných lalokov. Pri apodizovaných mriežkach tiež dochádza k nárastu, avšak nie k takému obrovskému ako pri mriežkach homogénnych. Na obr. 5.18 máme zobrazenú apodizovanú mriežku pomocou Gaussovho



Obr. 5.17: Závislosť priepustnosti homogénnych a čisto apodizovaných mriežok s Gaussovým profilom na zmene δn , $L = 4$ cm, $\beta = 1$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450$ nm, $\Lambda = 483$ μm pre vid LP_{05} .

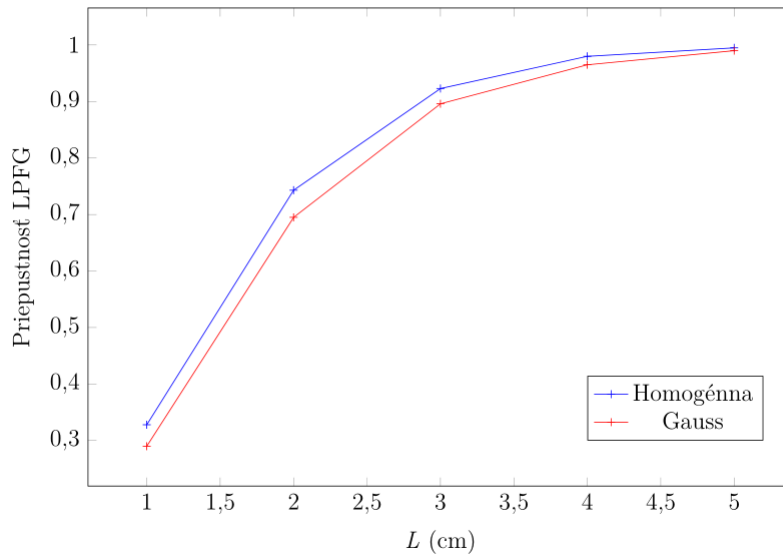


Obr. 5.18: Závislosť nárastu postranných lalokov v homogénnych a čisto apodizovaných mriežkach s Gaussovým profilom na zmene δn , $L = 4$ cm, $\beta = 1$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450$ nm, $\Lambda = 483$ μm pre vid LP_{05} .

profilu, kde koeficient β je nastavený na hodnotu 1. Zväčšovaním tohto koeficientu

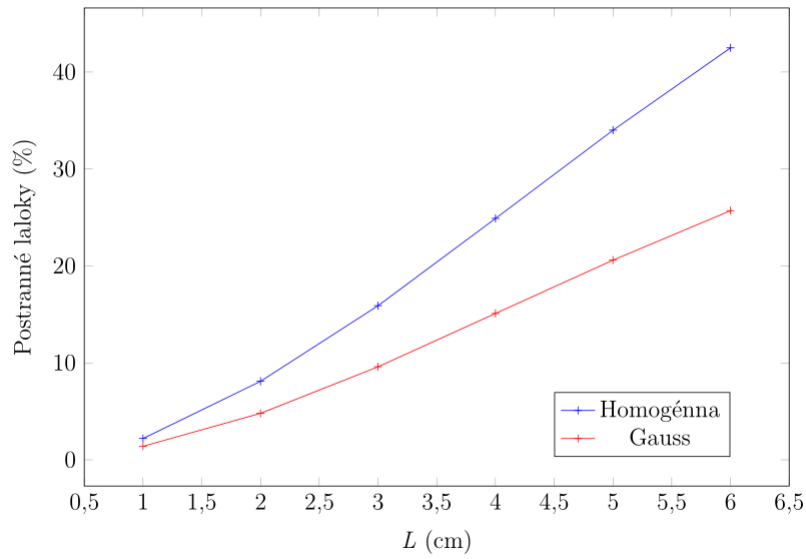
vieme ešte výraznejšie ovplyvňovať hodnotu postranných lalokov, aj keď za cenu mierneho poklesu priepustnosti LPFG.

Ďalším spomínaným faktorom, ktorý ovplyvňuje priepustnosť a narastanie postranných lalokov je samotná dĺžka mriežky L . Obr. 5.19 a obr. 5.20 nám znázorňujú závislosť priepustnosti a nárast postranných lalokov v homogénnej a apodizovanej mriežke, práve na jej dĺžke. Vidíme, že homogénna mriežka je so zvyšujúcou sa dĺžkou mriežky zase účinnejšia čo sa týka hodnoty priepustnosti, ale podobne ako v predchádzajúcom prípade, postranné laloky vykazujú značný nárast. Preto aj pri zvyšovaní dĺžky mriežok hrá apodizácia veľmi významnú úlohu.



Obr. 5.19: Závislosť priepustnosti homogénnych a čisto apodizovaných mriežok s Gaussovým profilom na zmene L , $\delta n = 3 \times 10^{-5}$, $\beta = 1$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$, $\Lambda = 483 \mu\text{m}$ pre vid LP_{05} .

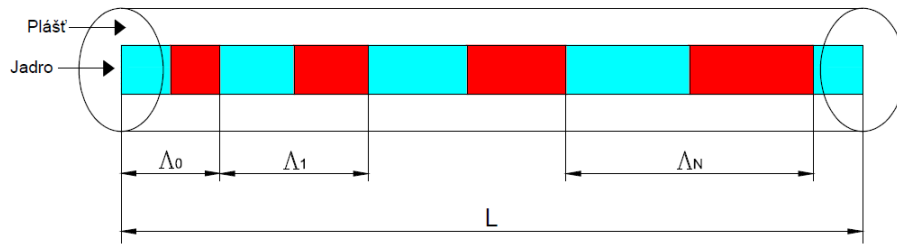
V tejto práci je ukázaný Gaussov profil apodizácie, ktorý nám prináša veľmi efektívne zvýšenie odstupu signálu od šumu. Iné profily, popísané napr. v kapitole 2, nám prinášajú zase trochu iné výhody a nevýhody v oblasti apodizácie. Napr. za použitia profilu \cos^n nedosahujeme až také výrazné zväčšenie odstupu signálu od šumu, ale neprichádza k tak veľkému rozšíreniu FWHM šírky pásma ako pri Gaussovom profile.



Obr. 5.20: Závislosť nárastu postranných lalokov v homogénnych a čisto apodizovaných mriežkach s Gaussovým profilom na zmene L , $\delta n = 3 \times 10^{-5}$, $\beta = 1$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450 \text{ nm}$, $\Lambda = 483 \mu\text{m}$ pre vid LP_{05} .

5.3.2 Lineárne chirpované LPFGs

Ak zavedieme lineárnu zmenu veľkosti periódy v závislosti na súradnice z , dosiahneme plynulú zmenu rezonančnej dĺžky vo vnútri mriežky. Pri priechode signálu mriežkou dochádza k rôznemu zpoždeniu jednotlivých spektrálnych zložiek signálu, z dôvodu toho, že každá spektrálna zložka je odrazená v inom mieste mriežky a prejde teda inú dráhu. Toto spoždenie sa nazýva skupinové oneskorenie t_g .

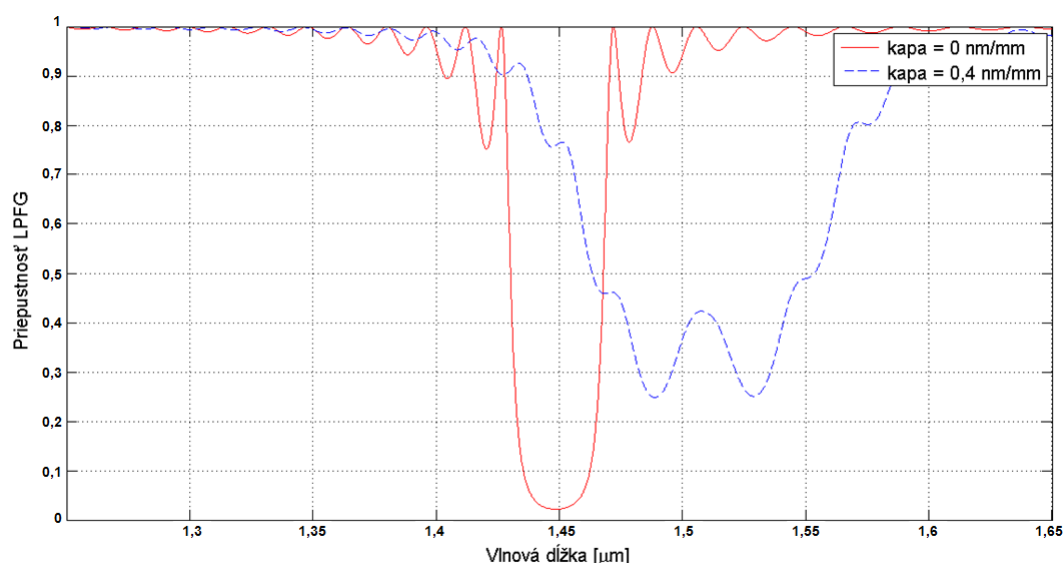


Obr. 5.21: Chirpovaná lineárna mriežka s dĺžkou L a s N sekciami s periódou Λ_i .

V takýchto mriežkach dochádza v rozsahu odrazených vlnových dĺžok k približne lineárnemu priebehu skupinového oneskorenia. Preto sa tieto mriežky využívajú ku

kompenzácií disperzie. Úroveň kompenzácie je nepriamo úmerná koeficientu lineárneho chirpu κ . So zvyšujúcim sa κ úroveň kompenzácie klesá (kratší dráhový rozdiel). Tento koeficient je vyjadrený pomerom $\frac{\Delta\Lambda}{\Delta z}$ a vyjadruje veľkosť zmeny periódy v závislosti na zmene polohy z v mriežke a je udávaný v nm/mm. Hodnoty chirpovanej mriežky sú potom pre $i = 1, 2, \dots, N$ dané rovnicou:

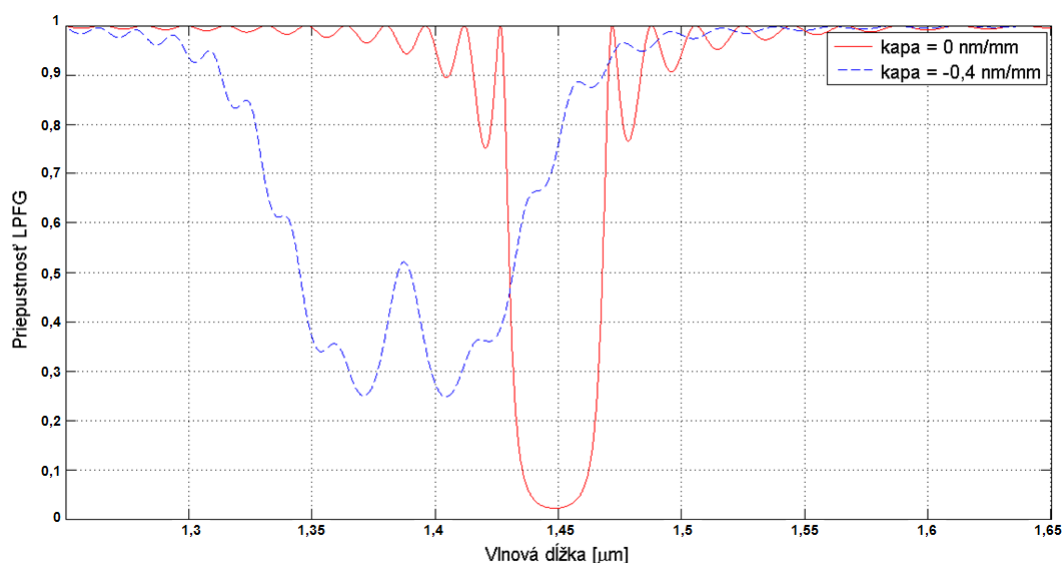
$$\Lambda_i = \Lambda_0 \pm \kappa \left(i - \frac{L}{2} \right) 10^{-6}. \quad (5.4)$$



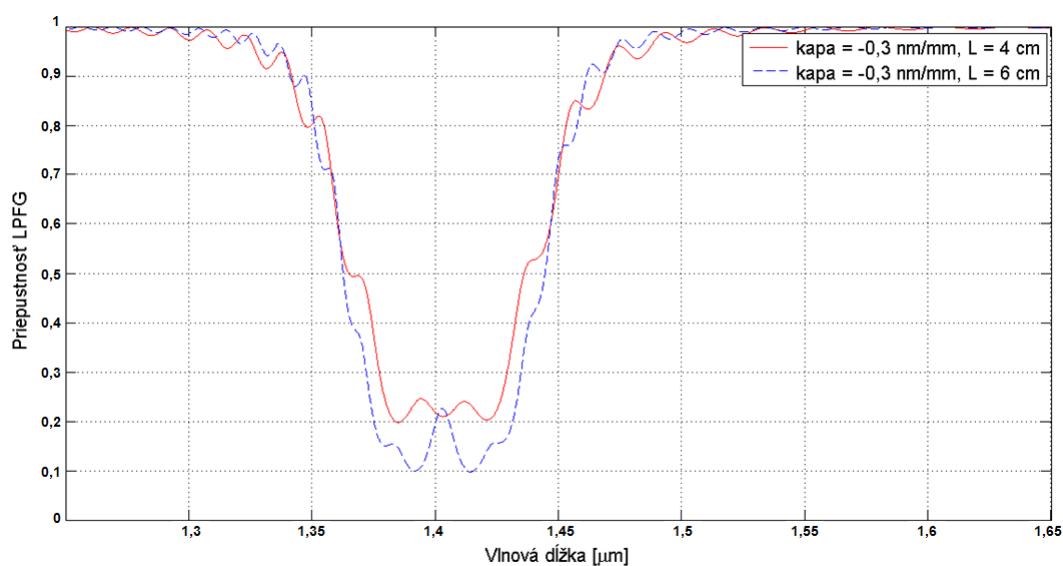
Obr. 5.22: Spektrálna charakteristika lineárne chirpovanej mriežky, $L = 4$ cm, $\delta n = 3 \times 10^{-5}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450$ nm, $\Lambda = 483$ μm pre vid LP_{05} .

FWHM šírka pásma mriežky je závislá na rozladení periódy, teda na súčine dĺžky mriežky L a koeficientu chirpu κ . Väčšie rozladenie periódy znamená širšiu oblasť, v ktorej dochádza k odrazu a kompenzácie mriežky. Na obr. 5.22 a obr 5.23 máme porovnanie homogénnej mriežky ($\kappa = 0$ nm) a chirpovanou mriežkou ($\kappa = \pm 0,3$ nm). Vidíme, ako pri zvyšovaní koeficientu κ dochádza práve k rozširovaniu šírky FWHM. Zároveň vidíme, že koeficient κ môže nadobúdať ako kladné, tak aj záporné hodnoty. Podľa toho nám vzniká posun hlavného maxima buď smerom k vyšším, alebo naopak k nižším vlnovým dĺžkam.

Na obr. 5.24 máme zase znázornený vplyv zmeny dĺžky mriežky, pri ktorom dochádza k rozširovaniu šírky FWHM. Zároveň vidíme, že dochádza k nárastu priepustnosti.



Obr. 5.23: Spektrálna charakteristika lineárne chirpovanej mriežky, $L = 4$ cm, $\delta n = 3 \times 10^{-5}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450$ nm, $\Lambda = 483$ μm pre vid LP_{05} .

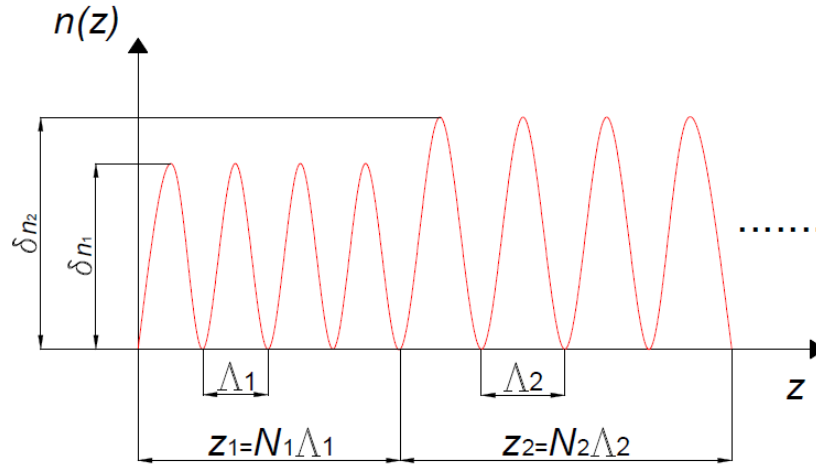


Obr. 5.24: Spektrálna charakteristika lineárne chirpovanej mriežky s rozdielnymi hodnotami L , $\delta n = 3 \times 10^{-5}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450$ nm, $\Lambda = 483$ μm pre vid LP_{05} .

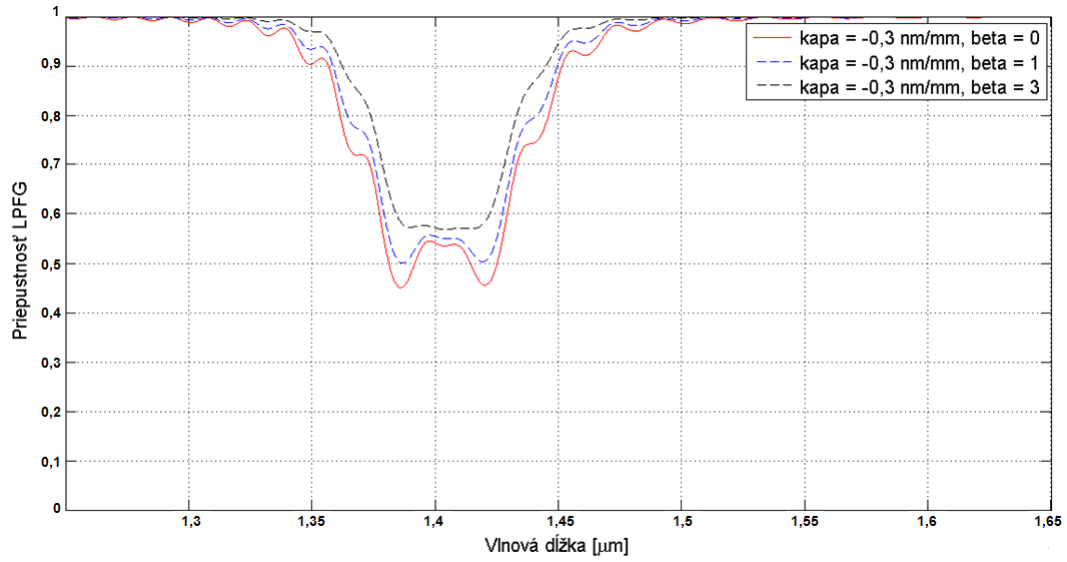
5.3.3 Apodizované-chirpované LPFGs

Tieto mriežky sú asi najkomplexnejšie, pretože dokážeme veľmi účinne kompenzovať disperziu, pomocou chirpového profilu a zároveň aj účinne eliminovať postranné

laloky v prenosovom spektre singálu, pomocou apodizačného profilu. Na obr. 5.25 vidíme princíp zápisu lineárne chirpovanej mriežky, na ktorú je aplikovaný profil apodizácie.



Obr. 5.25: Apodizovaná-chirpovaná mriežka s dĺžkou L a s i sekciami.



Obr. 5.26: Apodizovaná-chirpovaná mriežka s dĺžkou $L = 4$ cm, $\delta n = 2 \times 10^{-5}$, $\lambda_{\text{rez}} = 1450$ nm, $\Lambda = 483$ μm pre vid LP_{05} .

Apodizačný profil si najskorej predexponujeme, postupným kontinuálnym zvyšovaním a znižovaním výkonu laseru, čím spôsobíme zmenu indexu lomu jadra vlákna,

ktorá je úmerná intenzite dopadajúceho žiarenia. Následne je prevedený zápis LPFG s definovanými parametrami. Veľkosť chirpu, pri point-by-point technike, je priamo úmerná priemeru dopadajúceho zväzku d_{Beam} . Čiže pri lineárne chirpovanej mriežke je podľa vzorca 5.4 nastavený koeficient lineárneho chirpu. Pri zápise už nemusíme meniť výkon laseru, môžeme ho ponechať na nejakej ustálenej hodnote.

Obr. 5.26 nám znázorňuje rozdiel medzi chirpovanou a apodizovano-chirpovanou mriežkou. V klasicky chirpovanej mriežke ($\beta = 0$) vidíme, že postranné laloky splývajú s hlavným maximom a dochádza tak k jeho deformovaniu. Možnosťou, ako toto eliminovať, je zavedenie okrem koeficientu chirpu aj určitého apodizačného profilu. V našom prípade bol použitý Gaussov profil.

Nutno poznamenať, že čisto apodizované mriežky majú v každom mriežkovom elemente aj príslušnú hodnotu Λ . Z toho dôvodu má každý profil apodizácie aj príslušný profil chirpu. Takže môžeme povedať, že štandardne apodizované, alebo čisto chirpované mriežky sú aplikované len v ojedinelých prípadoch. Najčastejšie sa stretávame práve s apodizovano-chirpovanými mriežkami (čistá apodizácia).

6 ZÁVER

Hlavnou úlohou práce bolo popísať difrakčné vláknové štruktúry, ktoré je možné realizovať metódou point-by-point. Zo znalostí, ktoré boli získané počas písania tejto práce, som zistil, že táto metóda je najvhodnejšia pre LPFGs. Hlavným dôvodom, prečo sa tento postup využíva viacej pri výrobe LPFGs ako FBGs je ten, že nároky na presnosť pozíčného systému sú veľmi vysoké, čo nám v LPFGs nehrá až takú rolu. Ďalším dôvodom, prečo sa táto metóda nevyužíva až tak v FBGs sú chyby v mriežkových rozstupoch v dôsledku teplotných vplyvov a/alebo malých zmien namáhania vlákna.

V nasledujúcich kapitolách boli popisované teoretické poznatky a matematické odvodenia, ktoré sú neoddeliteľnou súčasťou ďalšieho pokračovania tejto práce. Boli definované základné rozdiely medzi LPFGs a FBGs. Následne je veľmi dôležitý popis typov vláknových mriežok, pomocou ktorých vieme upravovať požadované parametre mriežky. Konkrétne je reč o apodizácii a chirpovaní týchto mriežok, ktoré sú následne aplikované pri navrhovaní a následnej výrobe. Samotná výroba môže byť realizovaná buď amplitúdovou maskou ale spomínanou point-by-point metódou.

Najpodstatnejšia teoretická časť tejto práce je venovaná detailnému popisu princípov, ktoré sú potrebné k pochopeniu a získaniu parametrov LPFGs. Na matematické odvodenie týchto parametrov je využitá teória viazaných vidov spolu s metódou prenosovej matice. Následne vieme zistiť potrebné parametre slúžiace k simulácii a výrobe takýchto mriežok.

V praktickej časti mojej diplomovej práce bol najskorej vytvorený program na napočítavanie dôležitých parametrov potrebných k modelovaniu mriežok s dlhou periódou. Konkrétne sa jednalo o výpočet diferenciálneho efektívneho indexu medzi vedeným a plášťovým vidom $\delta n_{\text{eff}}^{(m)}$, z ktorého boli za pomoci $\lambda_{\text{rez}}^{(m)}$ vypočítané periódy mriežky Λ , pre rozdielne naviazané plášťové vidy.

V ďalšej časti mojej praktickej práce bol vytvorený jednoduchý program, slúžiaci na simulovanie homogénnych LPFGs. Boli ukázané vplyvy zvyšovania dĺžky mriežky, ako aj zvyšovanie fotoinduktívnej zmeny indexu lomu pri zápise mriežky. V odsimulovaných výsledkoch vidíme, že tieto parametre zohrávajú veľmi dôležitú úlohu, avšak nie len v homogénnych mriežkach, ale aj mriežkach apodizovaných a chirpovaných.

Posledná časť mojej diplomovej práce bola venovaná práve nehomogénnym mriežkam, v ktorých sme simulovali zmenu tvaru spektra LPFGs práve pomocou apodizačných profilov a profilov chirpu. Vidíme, že tvar spektra vieme veľmi účinne upravovať pomocou týchto profilov. Apodizácia nám slúži na eliminovanie postranných lalokov, ktoré vznikajú okolo hlavného maxima a tým aj k zvýšeniu odstupu signálu od šumu. Naopak lineárne chirpované mriežky nám spôsobujú lineárnu zmenu veľkosti

periódy v závislosti na súradnici z a tým dosiahnutie plynulej zmeny rezonančnej dĺžky vo vnútri mriežky. V takýchto mriežkach dochádza v rozsahu odrazených vlnových dĺžok k približne lineárnemu priebehu skupinového oneskorenia. Preto sa tieto mriežky využívajú ku kompenzácii disperzii.

Moja práca vychádzala z princípov LPFGs, ktoré majú určité odlišnosti od FBGs. Kvôly náročnosti problematiky boli simulované len zjednodušené modely, neboli započítavané vplyvy útlmu vlákna, disperzie a ďalších dôležitých parametrov. Taktiež bolo simulované v celej práci naviazanie iba jedného vedeného vidu LP_{01} do plášťového vidu LP_{05} , avšak v takýchto mriežkach dochádza k naväzovaniu do viacerých plášťových vidov súčasne.

Z dostupných literatúr a vypracovaním tejto diplomovej práce som došiel k názoru, že táto problematika má obrovský potenciál v jej pokračovaní a vypracovaní detailného modelu slúžiaceho k simulovaniu LPFGs. Tieto mriežky sa čoraz viac objavujú v telekomunikačných, ale hlavne senzorických aplikáciach.

LITERATÚRA

- [1] SEHGAL, P.; DUA, Himani. *A Review on Optical Fiber Long Period Grating, its applications in Optical Communication System*, International Journal of Advanced Research in Computer and Communication Engineering, vol. 4, ISSN 2278-1021, 2015.
- [2] HELÁN, R. *MODELOVÁNÍ A OPTIMALIZACE KOMPLEXNÍCH VLÁKNOVÝCH DIFRAKČNÍCH STRUKTUR*. Doktorská práce, VUT Brno. Brno 2009. Vedúci práce doc. Ing. FRANTIŠEK URBAN, CSc.
- [3] MUNIZ, R.,M.,R. *Fibre Bragg Grating Structures: Applications in Optical Communications and Sensor Technology*. Dizertačná práca, University of Porto. Porto 2004.
- [4] WONG, N, Y, R. *Advanced fibre optic long period grating sensors; design, fabrication and sensing*. Doktorská práca, Cranfield University. Cranfield 2014.
- [5] NIDHI. *PERFORMANCE ANALYSIS AND DESIGN OF FIBRE GRATINGS FOR SENSING APPLICATIONS*. A THESIS, Thapar University. Thapar 2014.
- [6] BASHIR, A., T.; SAEED, M., A.; AHMED, R. AHMED, M.; ASHIQ, M., G., B. *LONG-PERIOD GRATING AS STRAIN SENSOR*, Journal of Ovonic Research, vol. 8, 2012.
- [7] BUGGY, S., J. *Composite material process monitoring using optical fibre gratings sensors*. PhD thesis, Cranfield University. Cranfield 2008.
- [8] BHATIA, V. *Properties and Sensing Applications of Long-Period Gratings*. Dizertačná práca, State University. Blacksburg, Virginia 1996.
- [9] HILL, K.; O., FUJII, Y.; JOHNSON, C., D.; KAWASAKI, B., S. *Applied Physics Letters* 32, 647, 1978.
- [10] VENGSARKAR, A., M.; LEMAIRE, P., J.; JUDKINS, J., B.; BHATIA, V.; ERDOGAN, T. a SIPE, J., E. *Long-period fiber gratings as band-rejection filters*, Journal of Lightwave Technology, 14:58-6, 1996.
- [11] YARIV, A. *Coupled-Mode Theory For Guided-Wave Optics*, IEEE Journal Of Quantum Electronics, Qe-9(9), p. 919-933, 1973.
- [12] KASHYAP, R. *Fiber Bragg Gratings*, Academic Press, San Diego, 1999.

- [13] URBAN, F. *Braggovy mřížky v optických vláknech*. Diplomová práce, VUT Brno. Brno 2014. Vedúci práce doc. Ing. Miloslav Filka, CSc.
- [14] JAMES, S., W. a TATAM, R., P. *Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application*, Meas. Sci. Technol. 14, 2003.
- [15] MUDRA, P. *ANALÝZA OPTICKÝCH FILTROV NA BÁZE VLÁKNOVEJ BRAGGOVEJ MŘIEŽKY*. Bakalárska práca, ŽUvŽ. Žilina 2008. Vedúci práce Ing. Gemzický Erik.
- [16] WILLIAMS, R., J.; VOIGTLANDER, CH.; MARSHALL, G., D; etc. *Point-by-point inscription of apodized fiber Bragg gratings*, OPTICS LETTERS, vol. 36, 2011.
- [17] WILLIAMS, R., J.; KRAMER, R., G.; NOLTE, S.; WITHFORD, M., J.; STEEL, M., J. *Detuning in apodized point-by-point fiber Bragg gratings: insights into the grating morphology*, OPTICS EXPRESS, vol. 21, 2013.
- [18] IKHLEF, A.; HEDARA, R.; CHIKH-BLED, M. *Uniform Fiber Bragg Grating modeling and simulation used matrix transfer method*, International Journal of Computer Science Issues, vol. 9, 2012.
- [19] CZAPLA, A. *Spectral properties of long-period fiber gratings with nematic liquid crystals*. PhD thesis, University of Québec. Québec 2015.
- [20] ASHRY, I.; ELRASHIDI, A.; MAHROS, A.; ALHADDAD, M.; ELLEITHY, K. *Investigating the Performance of Apodized Fiber Bragg Gratings for Sensing Applications*, ASEE Zone 1, 2014.
- [21] SINGH, J.; KHARE, A.; KUMAR, S. *Design of Gaussian Apodized Fiber Bragg Grating and its applications*, International Journal of Engineering Science and Technology, vol. 2, 2010.
- [22] HASSAN, M., F. *OPTIMIZATION OF HYPERBOLIC TANGENT APODIZED CHIRPED FIBER BRAGG GRATINGS (CFBG) FOR DISPERSION COMPENSATION IN OPTICAL FIBER COMMUNICATION*, Al-Qadisiya Journal For Engineering Sciences , vol. 1, 2008.
- [23] CHEN. Q.; LU, P. *FIBER BRAGG GRATINGS AND THEIR APPLICATIONS AS TEMPERATURE AND HUMIDITY SENSORS*, Atomic, Molecular and Optical Physics... , ISBN: 978-1-60456-907-0, p. 235-260, 2008.

- [24] WANG, Y. *Review of long period fiber gratings written by CO₂ laser*, Optoelectronics Research Centre, University of Southampton. Southampton.
- [25] COELHO, J., M., P.; SILVA, C.; NESPEREIRA, M.; ABREU, M. a REBORDAO, J. *Writing of Long Period Fiber Gratings Using CO₂ Laser Radiation* [online]. [cit. 29. 10. 2016]. Dostupné z URL: <http://goo.gl/gu6aF2>.
- [26] GRELLIER, A., J., C.; ZAYER, N., K.; PANNELL, C., N. *Heat transfer modeling in CO₂ laser processing of optical fibers*, Optics Communications, 152(4-6): 324-328, 1998.
- [27] SHANG, R., B. *Fabrication of twisted long period fiber gratings with high frequency CO₂ laser pulses and its bend sensing*, Journal of Optics, 15(7): 075402, 2013.
- [28] LI, B.; JIANG, L.; WANG, S.; TSAI, H. a XIAO, H. *Femtosecond laser fabrication of long period fiber gratings and applications in refractive index sensing*, Optics and Laser Technology, 4p, 2011.
- [29] Bhatia, V.; Campbell, D. K.; Sherr, D.; D'Alberto, T. G.; Zabaronick, N. A.; TenEyck, G. A.; Murphy, K. A. a Claus, R. A. *Temperature insensitive and strain insensitive long period grating sensors for smart structures*, Optical Engineering, 36, p. 1872-1876, 1997.
- [30] ERDOGAN, T. *Cladding-mode resonances in short- and long-period fiber grating filters*, Journal of Optical Society of America A. Vol. 14, No. 8, 1760-1773, 1997.
- [31] PETROVIC, J. *Modelling of Long Period Gratings in Photonic Crystal Fibres and Sensors Based on Them* [online]. [cit. 30. 10. 2016]. Dostupné z URL: http://www.intechopen.com/books/howtoreference/modelling_and_simulation/modelling_of_long_period_gratings_in_photonic_crystal_fibres_and_sensors_based_on_them.
- [32] SINGH, A. *Study of Modeling Aspects of Long Period Fiber Grating Using Three-Layer Fiber Geometry*, PHOTONIC SENSORS / Vol. 5, No. 1, 32-42, 2015.
- [33] ZHANG, W.. *Calculation of the Transmission Spectrum of Long-Period Fiber Grating Based on the Mode Field Analysis Method*, International Symposium on Computers and Informatics, University Linyi, 2015.

- [34] WANG, CH. *Numerical Analysis of Optically-induced Long-period Fiber Gratings for Sensing Applications*. Thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University. Virginia, Virginia 2014.
- [35] WANG, Z. *Ionic Self-Assembled Multilayers Adsorbed on Long Period Fiber Gratings for Use as Biosensors*. PhD thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University. Virginia, Virginia 2005.
- [36] ZUO, Z. *Fabrication of Intensity-based Long-Period-Grating Fiber Sensor with CO₂ Laser for Refractive Index Sensing*. PhD thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University. Virginia, Virginia 2015.
- [37] DONG, X.; ZHANG, H.; LIU, B.; MIAO, Y. *Tilted Fiber Bragg Gratings: Principle and Sensing Applications*, Photonic Sensors, Vol. 1, No. 1, 6-30, 2011.
- [38] HUY, M., CH., P.; LAFFONT, G.; DEWYNTER, V.; FERDINAND, P.; LABOTÉ, L.; et al. *Tilted Fiber Bragg Grating photowritten in microstructured optical fiber for improved refractive index measurement*, Optics Express, Vol. 14, Issue 22, pp. 10359-10370, 2006.
- [39] CHAN, F., Y., M. *ANALYSIS OF LONG-PERIOD FIBRE GRATING FILTERS*. PhD thesis, CITY UNIVERSITY OF HONG KONG, HONG KONG 2004.
- [40] SEHGAL, P.; DUA, Himani. *Designing of a Long Period Fiber Grating (LPFG) Using Optigrating Simulation Software*, International Journal of Electronics and Communication Engineering, vol. 2, Issue 6, 2015.
- [41] TIWARI, U.; MISHRA, V.; REDDY, M., S.; SHARMA, T.; et. al. *Propagation Characteristics of Optical Long Period Fiber Gratings using Graphical Solution Methods*, International Conference on Optics and Photonics, CSIO, Chandigarh, India, 30 Oct.-1 Nov. 2009.
- [42] DELGADO, F., S.; JUCÁ, M., A.; COELHO, T., V., N.; et. al. *SIMULATION AND EXPERIMENTAL STUDY OF A LONG PERIOD GRATING AS A REFRACTIVE INDEX SENSOR*, Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications, Vol. 15, No. 2, June 2016.
- [43] WANG, G., D.; WANG, Y. *Refractive index sensitivity analysis of long period fiber grating by new transfer matrix method*, Optik - International Journal for Light and Electron Optics, Vol. 124, Issue 14, Pages 1767-1769, July 2013.
- [44] CHEN, L., R. *Phase-shifted long-period gratings by refractive index-shifting*, Optics Communications, 200(1), Pages 187-191, December 2001

- [45] GU, Y.; CHIANG, K., S. *Effects of Average Index Variation in Apodized Long-Period Fiber Gratings*, Photonic Sensor, Vol. 3, No. 2, Pages 102-111, 2013.

ZOZNAM SYMBOLOV, VELIČÍN A SKRATIEK

Symboly:

CCD	charge coupled device (zariadenie s pripojeným nabíjaním)
CMT	coupled mode theory (teória viazaných vidov)
CO_2	carbon dioxide (oxid uhličitý)
FBG	fiber Bragg grating (Braggova vláknová mriežka)
FWHM	full width half maximum (šírka pri poklese na polovicu)
IR	index refractive (index lomu)
LP	linearly polarized (lineárne polarizovaný vid)
LPFG	long period fiber grating (vláknová mriežka s dlhou periódou)
ND	neutral density filter (filter s neutrálnou hustotou)
OSA	optical spectrum analyser (analyzátor optického spektra)
PBF	photonic bandgap fiber (optické vákno so zakázaným fotonickým pásmom)
TAP	turn around point (otočný bod)
TMM	transfer matrix method (metóda prenosovej matice)
UV	ultraviolet (ultrafialové)

Skratky:

n_{co}	index lomu jadra vlákna
n_{cl}	index lomu plášťa vlákna
n_{ext}	index lomu externého média obklopujúceho plášť vlákna
a_{co}	polomer jadra vlákna
a_{cl}	polomer plášťa vlákna
β	konštanta šírenia alebo parameter údajajúci šírku Gaussovho apodizačného profilu
n_{eff}	efektívny vidový index
δn_{eff}	diferenciálny efektívny index medzi vedeným a plášťovým vidom
δn	zmena indexu lomu vyvolaná osvitom fotocitlivého jadra vlákna
z	súradnica súhlasná s osou vlákna
λ	vlnová dĺžka
λ_{rez}	rezonančná vlnová dĺžka
λ_{Bragg}	Braggova rezonančná vlnová dĺžka
Λ	perióda mriežky
Λ_1	základná perióda lineárne chirpovanej mriežky
κ	koeficient lineárneho chirpu
k	konštanta šírenia vo voľnom priestore
ω	uhlová frekvencia
c	rýchlosť svetla vo vákuu
N	rád mriežky, stupeň difrakcie
L	dĺžka mriežky
ϕ	fázový posun, chirp
a_{tr}	parameter skrátenia pri apodizácii profilom tanh

τ	skupinové oneskorenie
ν_g	priemer skupinovej rýchlosti svetla
ζ	náklon naklonenej mriežky
T	teplota
t	čas
Q	zdroj tepla
σ_B	Stefan-Boltzmannova konštanta
K	AC koeficient naviazania
σ	DC koeficient naviazania
Δ	konštanta fázového nesúladu
δ	parameter rozladenia
\mathbf{T}	prenosová matica
b	normalizovaná konštanta šírenia
I	integrál prekrývajúci plochu jadra v uvažovanej mriežke

A PRÍLOHY

A.1 Vyhodnotené odsimulované dáta

1. Tabuľky odsimulovaných hodnôt **Tabulky.tex**

A.2 Zdrojové kódy

1. Program na výpočet diferenciálneho indexu lomu **Vypocet.m**
2. Program na simuláciu homogénnych LPFGs **Homogenne.m**
3. Program na simuláciu nehomogénnych LPFGs **Nehomogenne.m**

Všetky prílohy sú priložené na CD, okrem elektronickej verzie práce vo formáte pdf sa tu nachádzajú aj tabuľky odsimulovaných hodnôt a spustiteľné súbory typu M-file, realizované v MathWorks Matlab R2011a. Tieto spustiteľné súbory v archíve priloha.zip sú ošetrené heslom, ktoré je možné získať na emailovej adrese xvalas02@stud.feec.vutbr.cz.